

UNIVERSIDADE DE LISBOA
FACULDADE DE CIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Eficiência e Efeitos Térmicos de um Laser de Microchip

Hernâni Filipe Pereira de Abreu

Mestrado Integrado em Engenharia Física

Dissertação orientada por:
Professor Doutor António Amorim
Doutor Paulo Gordo

2017

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, quero agradecer ao meu orientador, Professor António Amorim, pelo convite que me fez em outubro de 2014 para iniciar a minha atividade científica no grupo de investigação CENTRA-SIM, dando-me a possibilidade de trabalhar em projetos científicos da Agência Espacial Europeia. Agradeço igualmente ter aceite orientar a minha tese de mestrado.

Ao meu coorientador, Dr. Paulo Gordo, coordenador do projeto *Microchip Laser for Altimetry*, agradeço ter aceite a minha participação neste projeto.

A ambos os orientadores agradeço a ajuda na definição do tema desta dissertação e em todo o desenvolvimento da mesma. A liberdade para testar e aplicar as minhas ideias, ainda que erradas e fruto da teimosia, contribuiu para o desenvolvimento das minhas capacidades enquanto jovem investigador e do meu espírito crítico.

Ao meu colega de investigação Bruno Couto agradeço a partilha de conhecimentos sobre lasers e todas as discussões de ideias durante o desenvolvimento deste projeto, bem como a preciosa ajuda no planeamento e desenvolvimento experimental do laser de microchip de Er:Yb estudado neste trabalho. O seu desenho técnico dos suportes ópticos do meio ativo e do espelho de saída que produzimos em conjunto foi fundamental para a montagem experimental. Sem a sua experiência não teria sido possível ter sucesso tão rapidamente no desenvolvimento do laser.

Para a produção dos suportes ópticos foram fundamentais as ajudas dos meus colegas de investigação Tiago Frederico e Diogo Rodrigues, a quem agradeço o tempo e a paciência despendidos neste processo.

Para finalizar os agradecimentos aos elementos da equipa do CENTRA-SIM, à Izabella Hemprich tenho que agradecer o seu trabalho nos processos de aquisição dos equipamentos necessários para o desenvolvimento deste projeto.

A tese é o culminar de um percurso universitário de 5 anos, pelo que não posso apenas mencionar aqueles que diretamente contribuíram para a realização deste trabalho final. A contribuição dos meus colegas de curso, com quem partilhei este caminho, foi essencial para o meu sucesso ao longo do mesmo, entre projetos e relatórios de grupo, estudo conjunto, partilha de apontamentos, esclarecimento de dúvidas ou simplesmente pelo convívio extracurricular diário. A todos os colegas, o meu obrigado!

Mais do que o finalizar de um curso de 5 anos, esta tese encerra um longo percurso académico e representa a passagem para uma nova etapa da minha vida, seguindo o seu percurso natural. Este percurso foi sempre acompanhado e incondicionalmente apoiado pelos meus pais, Maria da Conceição Abreu e José Manuel Abreu. Apesar de saber que consideram que “estas coisas não são para agradecer” e que “apenas fizeram a vossa obrigação enquanto pais”, é impossível deixar de declarar a minha gratidão por me incentivarem sempre a seguir o que quero e o que penso ser o melhor para mim, ainda que isso passasse por ingressar num curso superior de Engenharia Física, que, à data de 2011, era difícil de explicar em que consistia (às vezes ainda o é!) e quais as perspetivas de futuro. Felizmente, hoje sabemos que foi uma escolha acertada. Os sucessos atingidos são o resultado deste espírito. Obrigado por estarem sempre presentes e por serem exemplos de esforço, trabalho, compromisso e dedicação, valores que sempre me ensinaram a aplicar em tudo o que faço e dos quais resulta o sucesso.

À minha irmã, Liliana, por todo o apoio dado ao longo do meu percurso.

À minha namorada, Ana Cláudia Brás, um agradecimento especial por ser um dos pilares da minha vida e por ter sido um grande suporte durante todo o meu percurso universitário, sempre presente para me aturar e para me ajudar a acalmar nos momentos mais críticos e stressantes, e sobretudo por entender sempre os momentos de maior ausência. O sucesso deste percurso não é só meu, é nosso.

RESUMO

Um laser de microchip pulsado composto por um meio ativo de vidro de fosfato com dimensão de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ e dopado com íons de Er^{3+} e Yb^{3+} encontra-se em desenvolvimento pelo grupo de investigação científica CENTRA-SIM, com vista a ser utilizado em aplicações de altimetria de missões espaciais da Agência Espacial Europeia (ESA-*European Space Agency*)

O meio ativo é opticamente bombeamento por um laser de díodo com emissão na região dos 975 nm, correspondente ao pico de absorção dos íons de Yb^{3+} , e emite na região dos 1550 nm, característica da transição laser dos íons de Er^{3+} . Os pulsos são gerados através da técnica de *Q-switching* passivo com absorvedor saturável.

O feixe de bombeamento, com potência da ordem das centenas de mW até ao limite de 3 W, é focado numa região circular com diâmetro inferior a 200 μm , o que se traduz em valores de densidade de potência muito elevados num pequeno volume de vidro. A consequente dissipação de potência sob a forma de calor gera um gradiente térmico que atua como uma lente negativa no meio ativo, afetando as propriedades ópticas do feixe laser produzido na cavidade ressonante. Em particular, a divergência do feixe apresenta uma relação de dependência direta ao efeito de lente térmica.

O impacto dos efeitos térmicos no funcionamento do laser de microchip em modo contínuo (sem absorvedor saturável e com bombeamento contínuo no tempo) foi estudado em função da potência e da dimensão do feixe de bombeamento para meios ativos de 1 mm e 1,5 mm de espessura.

Para a montagem, alinhamento, otimização e caracterização da eficiência e divergência do laser de microchip foi desenvolvido um sistema experimental de análise do feixe de bombeamento de 975 nm e do feixe produzido de 1550 nm.

Diferentes configurações do bombeamento óptico foram testadas para ambos os meios ativos estudados. Os resultados de eficiência variam entre 5% e 21% após ultrapassado o limiar de transição laser. Este limiar é caracterizado por valores de potência mínima de bombeamento que variam entre 200 mW e 400 mW, dependendo do comprimento do meio ativo e do diâmetro do bombeamento.

A divergência induzida pelo efeito de lente térmica no feixe produzido aumenta com a densidade de potência do bombeamento, variando entre valores da ordem de 2 mrad e 14 mrad. Em média, estes resultados são superiores aos valores estimados por um fator de 5, assumindo uma única passagem na lente térmica. Hipóteses para esta diferença são apresentadas e discutidas.

Palavras-chave: laser de microchip; bombeamento óptico; lente térmica; eficiência; divergência laser.

ABSTRACT

A pulsed microchip laser composed by a co-doped Er:Yb³⁺ phosphate glass with 4x4 mm² area as active medium is being developed by CENTRA-SIM for altimetry applications in ESA (European Space Agency) space missions.

The active medium is optically pumped by a 975 nm laser diode, corresponding to the Yb³⁺ absorption peak, and its emission occurs in the range of 1550 nm, characteristic of Er³⁺ laser transition. The microchip laser is passively pulsed by Q-switching technique with saturable absorber.

The pumping power is set between a few hundreds of mW and ~3W in the limit and focused into a radial spot below 200 μ m. Consequently, the pumping power density is too high in such a small piece of glass. The heat dissipation generates a thermal gradient that acts as a negative lens in the active medium, having a significant impact in the optical properties of the laser beam generated in the optical cavity. Particularly, the beam divergence has a direct correlation with this thermal lens effect.

The impact of the thermal effects in the microchip laser in CW mode (without saturable absorber and with continuous time pumping) was studied as a function of the pumping power and the pumping beam dimension for 1 mm and 1,5 mm length active mediums.

For the microchip laser's assembly, alignment, optimization and characterization (in efficiency and beam divergence), an experimental test bench was developed. It allows to perform the analysis of the 975 nm pumping laser beam and the 1550 nm generated laser beam.

Several optical pumping configurations were tested for both studied active medium. The efficiency results vary between 5% and 21% after the laser threshold. This threshold is characterized by a minimum pumping power that is in between 200 mW and 400 mW, depending on the active medium length and the pumping beam size.

The laser beam divergence induced by the thermal lens effect increases with the pumping power density, ranging between values in the order of 2 mrad and 14 mrad. In average, the experimental results are greater than the respective estimations by a factor of 5, assuming a single pass through the thermal lens. Hypothetical explanations for this difference are presented and discussed.

Keywords: microchip laser; optical pumping; thermal lens; efficiency; laser beam divergence.

ÍNDICE

Agradecimentos.....	ii
Resumo.....	iii
Abstract	iv
Índice.....	v
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas.....	xi
1 Introdução	1
1.1 Contexto.....	1
1.2 Estrutura da dissertação	1
2 Teoria laser.....	2
2.1 Interação da radiação com a matéria.....	2
2.1.1 Coeficientes de Einstein	2
2.2 Inversão da população.....	3
2.3 Equações cinéticas	5
3 Laser de microchip.....	7
3.1 Lasers de microchip monolíticos	7
3.2 Lasers de microchip pulsados por Q-Switching passivo.....	7
3.2.1 Q-Switching.....	8
3.2.2 Q-Switching passivo.....	9
3.3 Efeitos térmicos em lasers de microchip.....	10
3.3.1 Lente térmica.....	11
3.3.2 Tensões térmicas	12
3.3.3 Deformação das extremidades.....	13
3.3.4 Alteração do comprimento de onda da radiação laser.....	14
3.4 Lasers de microchip de Er:Yb pulsados por Q-switching passivo com Co ²⁺ Spinel.....	15
4 Cálculo de efeitos térmicos na cavidade de um laser de microchip de Er:Yb.....	19
4.1 Modelo analítico	19
4.2 Cálculos.....	20
4.3 Simulações de elementos finitos	23
5 Medição da divergência de um laser	25
5.1 Divergência de um feixe gaussiano.....	25
5.2 Técnica do plano focal	26
5.3 Implementação experimental de variante da técnica do plano focal.....	27
5.4 Conclusão.....	32

6	Montagem de um laser de microchip	33
6.1	Cavidade óptica.....	33
6.1.1	Meio ativo.....	33
6.1.2	Espelho de saída	33
6.2	Equipamento	34
6.2.1	Laser de bombeamento.....	34
6.2.2	Medidor de potência óptica	36
6.2.3	Analisador de feixe.....	38
6.2.4	Estágios e suportes ópticos	39
6.3	Montagem experimental	40
6.3.1	Sistema de alinhamento.....	40
6.3.2	Sistema de focagem.....	41
6.3.3	Sistema de análise do feixe laser de bombeamento.....	42
6.3.4	Meio ativo.....	42
6.3.5	Espelho de saída	43
6.3.6	Alinhamento de precisão	44
6.3.7	Sistema de análise da divergência do laser.....	45
6.3.8	Montagem final	46
7	Resultados experimentais.....	47
7.1	Dimensão do feixe de bombeamento	47
7.2	Meio ativo de 1 mm	51
7.2.1	Eficiência do laser de bombeamento	51
7.2.2	Eficiência do laser de microchip de Er:Yb.....	51
7.3	Meio ativo de 1,5 mm	55
7.3.1	Eficiência do laser de bombeamento	55
7.3.2	Eficiência do laser de microchip de Er:Yb.....	56
7.4	Divergência do feixe laser.....	59
7.4.1	Cálculos	59
7.4.2	Meio ativo de 1 mm.....	64
7.4.3	Meio ativo de 1,5 mm.....	71
7.5	Variação da espessura do meio ativo	74
7.5.1	Eficiência.....	74
7.5.2	Potência mínima de bombeamento.....	75
7.5.3	Divergência	76
8	Conclusões e perspectivas de trabalho futuro	77
	Referências	81

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1: Diagrama simplificado dos níveis energéticos de um laser de três níveis. [10]	4
Figura 3.1: Esquema típico de um laser de microchip bombeado por um laser de díodo e pulsado por Q-switching passivo com absorvedor saturável. Adaptado de [18].	8
Figura 3.2: Evolução temporal da potência, perdas e ganho da cavidade óptica de um laser de estado sólido pulsado por Q-switching passivo com um absorvedor saturável [20].	9
Figura 3.3: Evolução do espectro do feixe óptico emitido por um laser de Er:Yb em vidro em função da potência de bombeamento. O bombeamento é realizado por um feixe de 975 nm emitido por um laser de titânio-safira [10].	14
Figura 3.4: Diagrama dos níveis energéticos de um laser de Er:Yb pulsado por Q-switch passivo com absorvedor saturável de Co^{2+} . [21]	16
Figura 3.5: Fração de carga térmica em função da potência do feixe laser emitido por um laser de Er:Yb em vidro de fosfato. [19]	18
Figura 4.1: Perfil de distribuição da temperatura no interior do meio ativo com $P_p = 3W$, $f_{rep} = 20 \text{ Hz}$, $\tau = 1700 \mu\text{s}$, $w_p = 100 \mu\text{m}$ e $T_{ext} = 25^\circ\text{C}$	22
Figura 4.2: Temperatura máxima no meio ativo e distância focal da lente térmica resultante em função da frequência de bombeamento para $w_p = 10 \mu\text{m}$, $32,5 \mu\text{m}$, $55 \mu\text{m}$, $77,5 \mu\text{m}$ e $100 \mu\text{m}$ com potência período de bombeamento fixos em $P_p = 3W$ e $\tau = 1700 \mu\text{s}$, respetivamente.	23
Figura 4.3: Simulação do perfil de temperatura no meio ativo bombeado por um feixe contínuo com $P_p = 3W$, $f_{rep} = 20 \text{ Hz}$, $w_p = 100 \mu\text{m}$ e $T_{ext} = 25^\circ\text{C}$	24
Figura 5.1: Representação de um feixe gaussiano. Adaptado de [26]	26
Figura 5.2: Transformação de um feixe gaussiano transmitido por uma lente convergente de distância focal f . Adaptado de [3].	27
Figura 5.3: Montagem experimental para estudo de variante da técnica do plano focal.	28
Figura 5.4: Pixéis iluminados na camera CMOS e correspondentes perfis de intensidade vertical e horizontal no plano focal da lente de focagem de 35 mm.	28
Figura 5.5: Representação da simulação da focagem da lente de 35 mm em Zemax e correspondente mancha focal.	29
Figura 5.6: Pixéis iluminados na camera CMOS e correspondente perfil de intensidade no plano focal da lente de focagem de 35 mm com lente de teste de 500 mm.	30
Figura 5.7: Representação da simulação em Zemax da variante da técnica do plano focal com lente de teste de 500 mm e correspondente mancha no plano focal da lente de focagem de 35 mm.	30
Figura 5.8: Valores rms experimentais e estimados pela simulação em Zemax do raio da mancha no plano focal da lente de focagem de 35 mm em função da distância focal da lente de teste.	31
Figura 5.9: Desvios relativos entre os valores rms experimentais e estimados pela simulação em Zemax do raio da mancha no plano focal da lente de focagem de 35 mm em função da distância focal da lente de teste.	31
Figura 6.1: Meio ativo do laser de microchip de Er:Yb desenvolvido: vidro de fosfato dopado com iões de Er^{3+} ($1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) e Yb^{3+} ($2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), com $4 \times 4 \times 1 \text{ mm}^3$ de dimensão e com revestimentos AR@980 nm e HR@1550 nm numa das faces.	33
Figura 6.2: espelho de saída do laser de microchip de Er:Yb desenvolvido, com revestimento parcialmente refletivo@1550 nm.	34
Figura 6.3: Representação esquemática de um laser de díodo. Adaptado de [21].	34

Figura 6.4: Representação esquemática do exterior (a) e do interior (b) de um laser de díodo com encapsulamento de borboleta de 14 pins. Adaptado de [22].	35
Figura 6.5: Representação do efeito de Peltier. A passagem de corrente elétrica por duas junções bimetálicas a temperaturas distintas retira calor da região quente para a região fria. Adaptado de [24].	35
Figura 6.6: (a) Suporte LM14S2 da Thorlabs para montagem de lasers com encapsulamento de 14 pins. (b) Controlador de corrente e temperatura de lasers de díodo ITC4005 da Thorlabs.	36
Figura 6.7: Representação do efeito de Seebeck. Duas junções bimetálicas a temperaturas distintas induzem uma diferença de potencial. Adaptado de [24].	36
Figura 6.8: Representação da ligação em série das junções bimetálicas de um thermopile (a) e da sua disposição num detetor com geometria circular (b). Adaptado de [24] (a) e [25] (b).	37
Figura 6.9: (a) Thermopile modelo 919P-003-10 da Newport e (b) medidor de potência ótica modelo 1918-R da Newport utilizados na análise da potência dos lasers durante o trabalho experimental.	38
Figura 6.10: Composição externa (a) e interna (b) do analisador de feixe por varrimento de fenda Thorlabs BP209-IR.	39
Figura 6.11: Suporte KM2000 da Thorlabs, com ajustes micrométricos de inclinação em duas direções (ajuste tip-tilt), utilizado em todos os elementos ópticos do laser de microchip.	40
Figura 6.12: Suporte dos vidros de 4x4 mm ² (meio ativo e espelho de saída): (a) desenho CAD da base do suporte; (b) vista explodida do desenho CAD dos suportes, com o sistema de 3 apertos; (c) suporte produzido em alumínio numa fresadora CNC.	40
Figura 6.13: Sistema de alinhamento da montagem do laser de microchip, constituído por um laser de He:Ne, um espelho plano e os respetivos suportes.	41
Figura 6.14: Montagem do sistema de análise da dimensão do feixe de bombeamento de 980 nm focado pela lente de 50 mm.	42
Figura 6.15: Fotografias com e sem flash do meio ativo inserido na montagem experimental do laser de microchip. Na imagem (b) evidencia-se a fluorescência do vidro dopado com Er:Yb, na região do verde, devida à focagem do feixe de bombeamento de 980 nm.	43
Figura 6.16: Fotografias com e sem flash do método de visualização do feixe de 1550 nm produzido. Na fotografia (b) evidencia-se a fosforescência do cartão fotossensível a feixes infravermelhos.	44
Figura 6.17: Montagem finalizada do laser de microchip. O alinhamento de precisão foi realizado ajustando os parafusos micrométricos dos suportes e estágios dos diversos elementos ópticos com o intuito de maximizar a potência óptica do feixe de 1550 nm produzido pelo microchip.	44
Figura 6.18: Calibração do sistema de análise de divergência do laser através da técnica do plano focal. O feixe de 980 nm, após ser inicialmente colimado, atravessa a lente de 35 mm e é focado no detetor do analisador de feixe.	45
Figura 6.19: Montagem completa do laser de microchip e dos sistemas de alinhamento, controlo e análise.	46
Figura 7.1: Raio root-mean-square do feixe de bombeamento de 980 nm focado pela lente de 50 mm em função da distância ao foco desta.	47
Figura 7.2: Simulação em Zemax do sistema óptico de focagem do feixe de bombeamento, com objeto representativo da fibra óptica de saída do laser de díodo com 100 µm de dimensão. Na representação do Spot Diagram mostra-se que o sistema forma uma imagem da extremidade de saída da fibra óptica no detetor, com 279 µm de dimensão.	48

Figura 7.3: Simulação em Zemax da imagem da saída da fibra óptica produzida pelo sistema de focagem do feixe de bombeamento. É criada uma imagem com 279 μm da fibra óptica de 100 μm de diâmetro.....	49
Figura 7.4: Imagem do feixe de bombeamento focado no detetor da camera CMOS pelo sistema de focagem implementado. O diâmetro do feixe focado ilumina ~54 pixéis do detetor, o que equivale a ~280,8 μm (considerado a dimensão nominal de 5,2 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ do detetor).....	49
Figura 7.5: Curva de potência óptica do bombeamento em função da corrente elétrica de operação do laser de díodo de 980 nm durante o estudo do meio ativo de 1 mm.	51
Figura 7.6: Dados experimentais da potência de saída otimizada do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm em função do bombeamento óptico de 980 nm.	52
Figura 7.7: Dados experimentais da potência de saída do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm em função da potência de bombeamento óptico de 980 nm e da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo. A distância correspondente à otimização do laser de microchip é definida como distância de referência.	53
Figura 7.8: Eficiência do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm em função do desvio axial δ da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo, relativamente à posição otimizada.	54
Figura 7.9: Potência mínima do bombeamento de 980 nm necessária para a operação do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm em função do desvio axial δ da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo, relativamente à posição otimizada.	54
Figura 7.10: Curva de potência óptica do bombeamento em função da corrente elétrica de operação do laser de díodo de 980 nm durante o estudo do meio ativo de 1,5 mm.	55
Figura 7.11: Dados experimentais da potência de saída otimizada do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm em função do bombeamento óptico de 980 nm.	56
Figura 7.12: Dados experimentais da potência de saída do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm em função da potência de bombeamento óptico de 980 nm e da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo. A distância correspondente à otimização do laser de microchip é definida como distância de referência	57
Figura 7.13: Eficiência do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm em função do desvio axial δ da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo, relativamente à posição otimizada.	58
Figura 7.14: Potência mínima do bombeamento de 980 nm necessária para a operação do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm em função do desvio axial δ da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo, relativamente à posição otimizada.	58
Figura 7.15: Exemplo das imagens 2D e 3D formada pelo software Thorlabs Beam 6.0 do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb focado no detetor do analisador de feixe por uma lente de 35 mm de distância focal.....	59
Figura 7.16: Dimensões x e y do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb de 1 mm no plano focal da lente de 35 mm em função da sua potência de saída.	64
Figura 7.17: Dimensão x do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb de 1 mm no plano focal da lente de 35 mm em função da sua potência óptica de saída. Dados para diferentes configurações, com variação da distância entre o sistema de focagem do bombeamento e o meio ativo.....	65
Figura 7.18: Dimensão y do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb de 1 mm no plano focal da lente de 35 mm em função da sua potência óptica de saída. Dados para diferentes configurações, com variação da distância entre o sistema de focagem do bombeamento e o meio ativo.....	65

Figura 7.19: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1 mm. Dados da configuração otimizada em função da densidade de potência dissipada no meio ativo.....	66
Figura 7.20: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de 176 μm , em função da densidade de potência dissipada no meio ativo.	67
Figura 7.21: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de 182 μm , em função da densidade de potência dissipada no meio ativo.	68
Figura 7.22: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de 196 μm , em função da densidade de potência dissipada no meio ativo.	68
Figura 7.23: Dimensões x e y do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm no plano focal da lente de 35 mm em função da sua potência de saída.	71
Figura 7.24: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1,5 mm. Dados da configuração otimizada, com feixe de bombeamento estimado de 169 μm , em função da densidade de potência dissipada no meio ativo.....	72
Figura 7.25: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1,5 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de 176 μm , em função da densidade de potência dissipada no meio ativo	72
Figura 7.26: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1,5 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de 182 μm , em função da densidade de potência dissipada no meio ativo	73
Figura 7.27: Variação da eficiência do laser de microchip desenvolvido em função do desvio à posição ótima de bombeamento com meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm de espessura.	74
Figura 7.28: Variação do limiar mínimo de potência de bombeamento do laser de microchip desenvolvido em função do desvio à posição ótima do bombeamento com meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm de espessura.	75
Figura 7.29: Divergência associada ao efeito de lente térmica em função da densidade de potência de bombeamento nas configurações otimizadas do laser de microchip com meio ativo de 1 mm e de 1,5 mm.	76

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1: Propriedades do meio ativo e do bombeamento considerados nos cálculos dos efeitos térmicos.....	21
Tabela 4.2: Resumo das principais características calculadas na simulação dos efeitos térmicos no meio ativo do laser bombeado em regime QCW, caracterizado por $Pp = 3W$, $frep = 20\text{ Hz}$, $\tau = 1700\text{ ms}$, $wp = 100\text{ }\mu\text{m}$ e com temperatura de operação $Text = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$	22
Tabela 7.1: Quadro-resumo das propriedades dos ajustes lineares aos dados experimentais da potência de saída do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm apresentados no gráfico da Figura 7.7.	53
Tabela 7.2: Quadro-resumo das propriedades das retas de ajuste dos dados experimentais da potência de saída do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm apresentados no gráfico da Figura 7.12.....	57
Tabela 7.3: Quadro-resumo das características do bombeamento e respectivas estimativas de temperatura máxima, distância focal equivalente do efeito de lente térmica e divergência do feixe produzido em cada configuração experimentalmente estudada do laser de microchip desenvolvido com meio ativo de 1 mm.	61
Tabela 7.4: Quadro-resumo das características do bombeamento e respectivas estimativas de temperatura máxima, distância focal equivalente do efeito de lente térmica e divergência do feixe em cada configuração experimentalmente estudada do laser de microchip desenvolvido com meio ativo de 1 mm. Análise de pior cenário possível, considerando como potência dissipada sob a forma de calor no meio ativo a diferença entre a potência de bombeamento e a potência de saída do feixe laser gerado na cavidade ressonante do laser de microchip.	63

1 INTRODUÇÃO

1.1 CONTEXTO

Nesta dissertação é apresentado o estudo teórico e experimental da eficiência e do impacto dos efeitos térmicos de um laser de microchip desenvolvido no grupo de investigação científica CENTRA-SIM, no enquadramento do projeto da Agência Espacial Europeia “European Microchip Laser for Altimetry”. O projeto visa o desenvolvimento de um laser de microchip pulsado para altimetria de tempo de voo.

Dado que a emissão no comprimento de onda de $1,54\text{ }\mu\text{m}$ é um dos requisitos deste projeto, a equipa de investigação do CENTRA-SIM selecionou para meio ativo um vidro de fosfato dopado com iões de érbio (Er^{3+}) e de itérbio (Yb^{3+}), ambos elementos do grupo das terras raras. Tendo em conta a baixa condutividade térmica deste material e as elevadas densidades de potência de bombeamento necessárias para satisfazer os requisitos de potência de pico dos pulsos gerados (50 kW), a influência dos efeitos térmicos no meio ativo assume grande relevância no desenvolvimento do laser. Neste sentido, impôs-se um estudo dedicado a este tema.

A divergência do feixe laser produzido será a propriedade óptica em estudo que é afetada pelos efeitos térmicos originado no meio ativo, devido à consequente indução do efeito de lente térmica.

O laser desenvolvido é opticamente bombeado por um laser de diodo, cujo feixe é focado no meio ativo por um sistema óptico adicional, fornecendo energia por radiação aos átomos do meio ativo. Os espelhos da cavidade ressonante consistem em filmes finos depositados nas faces de entrada e de saída da cavidade ou, inicialmente para facilitar o processo de desenvolvimento, o revestimento de filme fino de saída é aplicado numa placa fina de vidro que constitui a cavidade do laser (acoplador ou espelho de saída). O meio ativo e o absorvedor saturável são os outros elementos constituintes da cavidade óptica, sendo o último responsável pela geração de pulsos pela técnica de *Q-switching*.

No trabalho experimental desenvolvido e analisado nesta dissertação apenas foram estudados os efeitos térmicos no funcionamento do laser de microchip em modo contínuo, pelo que não foi utilizado o absorvedor saturável na cavidade óptica.

1.2 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

A dissertação divide-se nos seguintes capítulos:

2. Teoria laser: introdução aos princípios físicos subjacentes à teoria laser, com foco nas principais equações que modelam a amplificação de luz por emissão estimulada de radiação.

3. Laser de microchip: sumário da revisão bibliográfica realizada sobre lasers de microchip no decorrer deste trabalho. Em particular é descrito o modo de funcionamento de um laser de microchip monolítico, descrita a técnica de *Q-switching* passivo e são apresentados os principais efeitos térmicos conhecidos e descritos na literatura como inerentes ao funcionamento de um laser de microchip.

4. Cálculo de efeitos térmicos na cavidade de um laser de microchip de Er:Yb: explicação dos modelos analíticos considerados na previsão dos efeitos térmicos. Os modelos considerados foram utilizados para estimar esses efeitos nas condições de operação previstas para o laser de Er:Yb em desenvolvimento. Os resultados dos cálculos e das simulações são apresentados e discutidos.

5. Medição da divergência de um laser: introdução ao conceito de divergência de um feixe laser e apresentação da técnica do plano focal para medição dessa grandeza, juntamente com o trabalho experimental realizado como prova de conceito da mesma.

6. Montagem de um laser de microchip: descrição detalhada do procedimento experimental desenvolvido para a montagem e análise do laser de microchip.

7. Resultados experimentais: apresentação e discussão dos resultados experimentais relativos à eficiência e à divergência de feixe do laser de microchip desenvolvido.

8. Conclusões e perspetivas de trabalho futuro: análise das principais conclusões da dissertação.

2 TEORIA LASER

Para descrever o princípio de operação de um laser é necessário, em primeiro lugar, introduzir os conceitos básicos que governam a interação da radiação com a matéria.

2.1 INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA

De acordo com a teoria quântica, os sistemas atômicos (átomos, iões ou moléculas) apenas existem em estados energéticos discretos. O meio ativo do laser desenvolvido neste trabalho é constituído por um vidro dopado com iões de érbio e itérbio, pelo que em diante o termo sistemas atômicos será substituído por iões, sem perda de generalidade.

Um ião transita para um nível energético superior quando absorve um fotão de energia correspondente à diferença energética entre os níveis final e inicial. No sentido oposto, um fotão com essa mesma energia é emitido quando o ião transita do nível superior para o nível inferior. A energia E_f do fotão relaciona-se com a sua frequência ν , de acordo com

$$E_f = E_2 - E_1 = h\nu \quad (2.1)$$

em que E_1 e E_2 são as energias dos níveis inicial e final, respetivamente, e h a constante de Planck. Esta igualdade pode ainda ser expressa em função do comprimento de onda λ do fotão, por intermédio da relação $\nu = \frac{c}{\lambda}$, em que c representa a velocidade da luz no meio.

Num laser, o meio ativo consiste em diversos sistemas atômicos idênticos. Em equilíbrio térmico, estes sistemas apresentam uma maior densidade populacional nos estados de menor energia do sistema. A razão entre as densidades populacionais N_1 e N_2 de dois níveis energéticos à temperatura T é dada pelo coeficiente de Boltzmann

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \quad (2.2)$$

com k a constante de Boltzmann.

A operação do laser requer que a densidade populacional dos estados excitados seja superior à densidade dos estados de menor energia. Para tal é necessário estabelecer uma inversão da população.

Neste estado de inversão, fotões de energia adequada que interajam com o meio ativo induzem a desexcitação dos átomos, a qual é acompanhada pela emissão de fotões com propriedades iguais às dos incidentes (igual polarização, direção, fase e características espectrais). A energia armazenada no sistema atômico é assim libertada sob a forma de radiação. Este processo de amplificação da radiação eletromagnética no meio ativo denomina-se por emissão estimulada, sendo responsável pelo elevado grau de coerência da radiação emitida pelos lasers.

A inversão da população no meio ativo é conseguida por intermédio de uma fonte de bombeamento que fornece a energia necessária para excitar os estados menos energéticos e manter o estado de não equilíbrio. As características da fonte bombeamento dependem do tipo de meio ativo do laser (estado sólido, líquido, semiconductor ou gasoso). O bombeamento pode ser elétrico, pela aplicação de corrente, óptico, através de um laser de bombeamento externo, através de lâmpadas de descarga, por reações químicas ou até solar, dependendo do tipo de laser e da sua aplicação.

2.1.1 Coeficientes de Einstein

Como introduzido anteriormente, a excitação dos iões para níveis mais energéticos é realizada através da absorção de radiação eletromagnética pelo meio. Uma vez num estado excitado, os iões

podem transitar para o estado inicial por emissão espontânea ou por emissão estimulada, emitindo energia sob a forma de fótons em ambos os casos.

As equações que modelam a taxa a que ocorre cada um destes três processos de interação foram derivadas por Einstein. Nessa derivação, o físico introduziu duas constantes de proporcionalidade, A e B , as quais passaram a ser designadas por coeficientes de Einstein.

Considere-se um sistema com apenas dois níveis energéticos (1 e 2), com populações N_1 e N_2 , sendo que o número total de átomos, N_t , é constante. Ou seja

$$N_1 + N_2 = N_t \quad (2.3)$$

Desta consideração resulta

$$\frac{\partial N_t}{\partial t} = 0 \Rightarrow \frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} \quad (2.4)$$

Os átomos transitam do estado energético E_1 para o estado E_2 por absorção, com probabilidade por unidade de frequência $B_{12}\rho(\nu)$, sendo $\rho(\nu)$ a densidade de radiação.

A transição do estado E_2 para o estado E_1 ocorre por emissão espontânea, com probabilidade A_{21} , ou por emissão estimulada, com probabilidade $B_{21}\rho(\nu)$.

Conjugando estes três processos de interação entre os dois níveis energéticos do sistema, a variação temporal da população no nível 1 é dada por

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = B_{21}\rho(\nu)N_2 - B_{12}\rho(\nu)N_1 + A_{21}N_2 \quad (2.5)$$

A radiação emitida espontaneamente é incoerente, uma vez que a fase é independente da radiação externa. Portanto, a sua contribuição representa uma fonte de ruído no laser. Considera-se assim que A_{21} é um termo de perda do meio ativo. Este coeficiente é dado por

$$A_{21} = \tau_{21}^{-1} \quad (2.6)$$

com τ_{21} o tempo de vida do eletrão no estado excitado, após o qual o eletrão retorna ao estado menos energético com emissão de um fóton.

Em sistemas sem estados degenerados, $B_{21} = B_{12}$. Logo, nestes sistemas a probabilidade de emissão estimulada é igual à probabilidade de absorção.

2.2 INVERSÃO DA POPULAÇÃO

Como acima referido, no estado de equilíbrio térmico a população dos níveis de menor energia é superior à dos níveis correspondentes a estados excitados dos iões. Consequentemente, o meio absorve mais fótons do que aqueles emite. Quando a população dos níveis superiores iguala a população dos níveis inferiores, o número de transições por absorção iguala o número de transições por emissão, o que torna o meio transparente à radiação incidente. Uma vez ultrapassado este valor de transição, a população dos níveis mais energéticos torna-se superior à dos níveis menos energéticos. Aumentam as interações entre os iões excitados e a radiação incidente e, por essa razão, as transições por emissão estimulada predominam face aos outros processos de interação. Assim, a radiação é amplificada.

Para obter inversão da população utilizam-se, tipicamente, sistemas ternários ou quaternários. A explicação subsequente remete-se apenas a sistemas ternários, dado que os lasers de microchip de Er:Yb são desta natureza.

Na Figura 2.1 está representado um diagrama energético simplificado de um sistema ternário. Os íons, inicialmente no nível menos energético (nível 1), são excitados para o nível mais energético ao absorverem a energia da radiação proveniente da fonte de bombeamento. Na versão real e não simplificada, o nível superior consiste num conjunto de diversas bandas energéticas, devido à inclusão de íons impureza. Esta dopagem tem como objetivo aumentar a gama espectral da radiação que pode ser utilizada no processo de bombeamento [1].

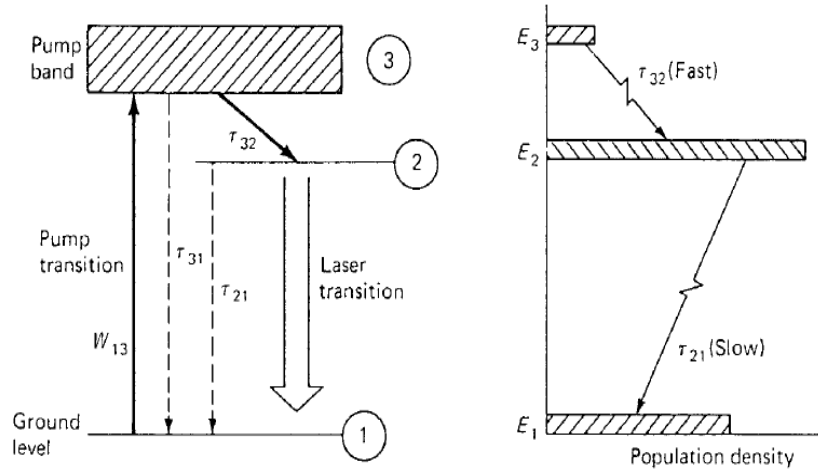


Figura 2.1: Diagrama simplificado dos níveis energéticos de um laser de três níveis. [10]

Os íons no nível superior podem transitar para o nível 2 por um processo não radiativo, transferindo apenas fónons para a rede, ou para o nível 1 por um processo radiativo. Nos materiais escolhidos como constituintes do meio ativo de um laser, é fundamental que o primeiro processo apresente uma maior probabilidade de ocorrência, de modo que a excitação inicial dos íons aumente significativamente a população do nível 2.

Finalmente, a emissão de radiação acontece quando os íons transitam do nível 2 para o nível 1. Caso a intensidade de bombeamento seja inferior à intensidade de transição para o modo laser, a desexcitação dos íons dá-se predominantemente por emissão espontânea. Caso a intensidade de bombeamento seja superior à intensidade de transição para o modo laser, tem-se como processo dominante a emissão estimulada de fótons, gerando luz laser.

Portanto, para se obter e manter uma população significativamente superior no nível 2, face à população do nível 1, é necessário que a taxa de decaimento não radiativo entre os níveis 3 e 2 seja muito superior à taxa de emissão espontânea do nível 2. Dito de outro modo, o tempo de vida do estado E_2 tem de ser muito superior ao tempo de vida do estado E_3 , ou seja,

$$\tau_{21} \gg \tau_{32} \quad (2.7)$$

Com base nesta relação pode-se considerar que o número de íons no nível 3 é desprezável face ao número de íons nos níveis 1 e 2. Isto permite considerar modelos em que apenas existam 2 níveis. Assume-se, portanto, que

$$N_1 + N_2 \approx N_t \quad (2.8)$$

2.3 EQUAÇÕES CINÉTICAS

As equações cinéticas são um conjunto de equações diferenciais que modelam o comportamento dinâmico de um laser. A partir destas equações é possível prever algumas das principais características do feixe laser produzido, entre elas a condição de transição para o modo laser e as potências média e máxima do feixe laser emitido.

Considerando a justificação apresentada em 2.2 para considerar desprezável o número de átomos no nível 3 de um sistema ternário, é igualmente aceitável derivar as equações cinéticas para um sistema de três níveis efetuando a aproximação do mesmo a um sistema binário. Adicionalmente, de modo a simplificar esta primeira análise, não são consideradas variações longitudinais e radiais da radiação no interior da cavidade óptica.

Com estas considerações e com base nas equações (2.4) e (2.5), que descrevem a variação temporal das populações nos níveis 1 e 2 em função dos coeficientes de Einstein, as variações das densidades populacionais n_1 e n_2 desses níveis num meio ativo bombeado a uma taxa W_p são dadas por

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) c \phi \sigma + \frac{n_2}{\tau_{21}} - W_p n_1 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = - \frac{\partial n_1}{\partial t} \quad (2.10)$$

onde g_1 e g_2 representam a degenerescência dos níveis 1 e 2, respetivamente, ϕ a densidade de fótons no meio e $\sigma \equiv \sigma(\nu)$ a secção transversal da emissão estimulada do material à frequência ν .

O primeiro termo do segundo membro da equação (2.9) representa o saldo entre a emissão estimulada na transição $2 \rightarrow 1$ e a excitação de iões de $1 \rightarrow 2$ por absorção de fótons. Quando o saldo é positivo, a densidade populacional do nível 1 aumenta, enquanto a densidade populacional do nível 2 diminui. O oposto acontece quando o saldo é negativo.

O segundo termo representa a contribuição do processo de emissão espontânea para o aumento da densidade populacional do nível 1.

No sentido oposto, o último termo expressa a diminuição da densidade populacional do nível 1 devido ao bombeamento óptico do meio que promove os iões para o nível 2 (por intermédio da excitação para o nível 3). A taxa W_p é dada por

$$W_p = \eta_Q W_{13} \quad (2.11)$$

com W_{13} o parâmetro de bombeamento do nível 1 para o nível 3 e

$$\eta_Q = \left(1 + \frac{\tau_{32}}{\tau_{31}} \right)^{-1} \quad (2.12)$$

a eficiência quântica que relaciona os tempos de relaxação entre a transição não radiativa de $3 \rightarrow 2$ e a transição radiativa de $3 \rightarrow 1$, correspondendo à fração de átomos excitados para o nível 3 que são potencialmente úteis para a transição laser. Esta eficiência é tanto maior quanto mais rápida for a transição de $3 \rightarrow 2$ relativamente à transição $3 \rightarrow 1$. Então, quanto menor η_Q maior a potência de bombeamento necessária para obter o estado de inversão da população.

Defina-se a densidade de inversão da população como

$$n = n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \quad (2.13)$$

A sua variação temporal é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial n_2}{\partial t} - \frac{g_2}{g_1} \frac{\partial n_1}{\partial t} \\ &= -\frac{\partial n_1}{\partial t} \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \\ &= -\left[\left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1\right) c \phi \sigma + \frac{n_2}{\tau_{21}} - W_p n_1\right] \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \\ &= -nc\phi\sigma \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) - \frac{n_2}{\tau_{21}} \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) + W_p n_1 \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Tendo em conta que

$$n_1 + n_2 = n_t \quad (2.15)$$

da soma $n_t + n$ e da subtração $n_t - n$ obtêm-se as relações

$$n_1 = \frac{n_t - n}{1 + \frac{g_2}{g_1}} \quad (2.16)$$

$$n_2 = \frac{(g_2/g_1)n_t + n}{1 + g_2/g_1} \quad (2.17)$$

A equação (2.14) pode assim ser expressa em função de n e n_t :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -nc\phi\sigma \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) - \frac{(n_t + n) \frac{g_2}{g_1}}{\tau_{21}} + W_p (n_t - n) \quad (2.18)$$

A taxa de variação da densidade de fótons na cavidade ressonante do laser é igualmente descrita por uma equação diferencial:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = nc\sigma\phi + S - \frac{\phi}{\tau_c} \quad (2.19)$$

O primeiro termo corresponde ao aumento da densidade fótons como resultado da ocorrência de emissão estimulada, enquanto que o segundo expressa a contribuição da emissão espontânea para esse aumento.

O último termo expressa a diminuição da radiação devido a perdas na cavidade, sendo τ_c o parâmetro que representa o tempo de decaimento dos fótons no seu interior. Nessas perdas incluem-se a dispersão e a absorção no material e as frações transmitidas e absorvidas pelos espelhos que limitam a cavidade.

3 LASER DE MICROCHIP

3.1 LASERS DE MICROCHIP MONOLÍTICOS

Os lasers de microchip são, por norma, lasers de estado sólido monolíticos opticamente bombeados por um laser de díodo, ou seja, a sua cavidade óptica é constituída por um único elemento que contempla o meio ativo e os espelhos que a definem. Dada esta característica, este tipo de lasers são dos lasers de estado sólido com maior capacidade de miniaturização e de redução de custos de fabrico.

Associado à sua pequena dimensão e compacidade, os lasers de microchip possuem intrinsecamente propriedades ópticas que em lasers convencionais se mostram difíceis de obter, nomeadamente a polarização linear e a singularidade dos modos, quer transversal quer longitudinal. Esta última característica resulta da reduzida dimensão da cavidade óptica, tipicamente da ordem de poucos milímetros.

A dimensão mínima aceitável para uma cavidade óptica corresponde ao comprimento de absorção do meio ativo para o comprimento de onda de bombeamento. A potência de bombeamento absorvida numa cavidade de dimensão inferior a esta propriedade do meio ativo é reduzida, o que diminui drasticamente a eficiência do laser.

Os lasers de microchip mais comuns são fabricados a partir de uma lâmina do material que compõe o meio ativo pretendido. Ambas as faces da lâmina são polidas e nelas são diretamente depositados revestimentos dielétricos que formam os espelhos da cavidade óptica. O polimento das faces pode ser efetuado de modo a obter uma cavidade composta por dois espelhos planos, por um espelho plano e um espelho côncavo ou por ambos os espelhos côncavos, dependendo da geometria pretendida para a cavidade ressonante. Após este processo, a lâmina é cortada em diversas secções, tipicamente quadradas ou circulares com dimensões de poucos milímetros, sendo cada uma delas um laser de microchip.

Este processo de fabrico garante de imediato um paralelismo entre as faces da cavidade óptica difícil de alcançar na construção da cavidade de um laser convencional, constituído por diversos elementos.

3.2 LASERS DE MICROCHIP PULSADOS POR Q-SWITCHING PASSIVO

Em determinadas aplicações não é possível projetar um laser de microchip monolítico. O desenvolvimento de um laser pulsado, como pretendido no projeto em que esta tese se insere, é um desses casos: a técnica de *Q-switching* passivo escolhida como método de pulsar o feixe laser produzido requer um elemento óptico adicional no interior da cavidade óptica, o absorvedor saturável.

Portanto, a cavidade óptica de um laser de microchip pulsado por *Q-switching* com recurso a um absorvedor saturável é constituída por quatro elementos óptico: o meio ativo, o absorvedor saturável e os espelhos em cada uma das extremidades da cavidade. O absorvedor saturável é inserido entre o meio ativo e o espelho de saída.

Para minimizar o número de elementos ópticos e beneficiar das vantagens inerentes à tecnologia dos lasers de microchip, é comum depositar os espelhos de entrada e de saída da cavidade óptica diretamente nas faces dos outros elementos, à semelhança do que é efetuado num laser monolítico. Na face de entrada do meio ativo é depositado um revestimento antirreflexo para o comprimento de onda do bombeamento e um revestimento altamente refletivo para o comprimento de onda do feixe gerado na cavidade, enquanto na face de saída do absorvedor saturável é depositado um revestimento parcialmente refletivo para o comprimento de onda do feixe gerado na cavidade e um revestimento altamente refletivo para o comprimento de onda do bombeamento (para maximizar a absorção do bombeamento pelo meio ativo).

Na Figura 3.1 apresenta-se o esquema típico de um laser de microchip bombeado por um laser de díodo e pulsado por *Q-switching* passivo com um absorvedor saturável, de acordo com o descrito acima.

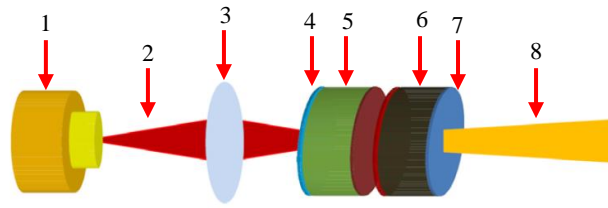


Figura 3.1: Esquema típico de um laser de microchip bombeado por um laser de diodo e pulsado por *Q-switching* passivo com absorvedor saturável. Adaptado de [18].

Legenda: 1 – laser de diodo; 2 – feixe de bombeamento; 3 – óptica de focagem; 4 – espelho de entrada (revestimentos antirreflexo para o c.d.o. do bombeamento e altamente refletivo para o c.d.o. do feixe produzido); 5 – meio ativo; 6 – absorvedor saturável; 7 – espelho de saída (revestimentos parcialmente refletivo para o c.d.o. do feixe produzido e altamente refletivo para o c.d.o. do bombeamento); 8 – emissão do feixe laser produzido na cavidade óptica.

Enquanto as técnicas eletrônicas de switching limitam a potência do feixe à que resultaria da utilização do mesmo laser em modo contínuo (modo CW), o *Q-switching* permite um armazenamento da energia entre impulsos, nos átomos correspondentes à inversão de população. Num limite teórico, esta energia ficaria disponível para ser libertada para a radiação por emissão estimulada durante a emissão do impulso. A limitação no *Q-switching* deixa de ser em potência, mas sim na energia acumulada durante o período entre impulsos que virá a ser libertada durante apenas o tempo de largura do impulso.

De seguida são explicados os princípios básicos da técnica de *Q-Switching*, transversais à sua aplicação em qualquer tipo de laser pulsado e, com mais detalhe, os princípios do *Q-switching* passivo com absorvedor saturável.

3.2.1 Q-Switching

O funcionamento de lasers no regime pulsado tem como principal objetivo a geração de feixes com potência superior à da obtida em regime contínuo. Por esta razão, pulsar um laser através de um mecanismo externo de interrupção periódica da saída de um feixe contínuo não é eficiente, uma vez que a potência de pico do pulso gerado é igual à potência no modo contínuo. Além disso, tem ainda a desvantagem de a radiação produzida durante o tempo de bloqueio da saída ser desperdiçada [2].

As técnicas mais eficientes para pulsar feixes laser baseiam-se em mecanismos de interrupção da emissão de luz através da modulação interna do processo de formação do feixe. Estas técnicas armazenam a energia gerada durante o tempo em que o laser não emite, para aumentar a potência do feixe emitido [2].

O *Q-switching* é uma dessas técnicas: consiste em variar o fator de qualidade Q de um laser, o qual é definido pela razão entre a energia armazenada na cavidade e a energia perdida em cada ciclo da radiação no seu interior. Este fator é, portanto, tanto maior quanto menor forem as perdas na cavidade [1].

A implementação do *Q-switching* divide-se em duas fases:

- A primeira fase consiste em armazenar energia no meio ativo enquanto o fator de qualidade é mantido num nível baixo. Ou seja, o aumento da energia armazenada é contrabalançado pelo simultâneo aumento das perdas na cavidade. Este aumento das perdas impede a emissão laser nesta fase. Consequentemente, a densidade de inversão da população atinge um patamar muito superior ao do nível de transição para o modo laser. A duração desta fase é da ordem do tempo de vida do nível superior da transição laser. Após esse período, a população desse nível diminui por emissão espontânea, o que equivale a perda na energia armazenada.
- A rápida diminuição das perdas na cavidade estabelece a transição para a segunda fase do *Q-switching*. Deste modo, o fator de qualidade Q aumenta e a energia armazenada durante a primeira

fase é libertada sob a forma de um curto pulso óptico. A potência de pico deste é várias ordens de grandeza superior à potência de um feixe emitido em modo contínuo.

•

As técnicas de *Q-Switching* dividem-se em duas categorias: ativas, onde se utilizam efeitos acusto-ópticos, eletro-ópticos ou processos mecânicos para alterar o fator Q [3]; e passivas, as quais recorrem a materiais com a propriedade de se tornarem mais transparentes à medida que o fluxo óptico aumenta [1].

As técnicas passivas permitem gerar pulsos mais curtos que as ativas (da ordem do nanossegundo [3]), sendo utilizadas sobretudo em lasers de estado sólido.

O microchip laser de Er:Yb estudado neste trabalho é passivamente pulsado por um absorvedor saturável de $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ (também designado por Co:spinel) introduzido na sua cavidade. Por essa razão, apenas a técnica de *Q-switching* passivo será abordada de seguida.

3.2.2 Q-Switching passivo

A formação de um pulso numa cavidade óptica pela técnica de *Q-switching* passivo com recurso a um absorvedor saturável consiste em quatro fases distintas [4], de acordo com o representado na Figura 3.2:

- Na primeira fase, o absorvedor encontra-se no estado de não saturação. Com uma intensidade de bombeamento adequada, a densidade de inversão da população atinge o nível de saturação adequado para que um pulso se comece a formar. Como consequência, o fluxo fotónico na cavidade aumenta e o absorvedor aproxima-se gradualmente do seu estado de saturação.
- Quando esse estado de saturação é atingido, inicia-se a segunda fase do processo. Nesta, a potência aumenta rapidamente e a densidade de inversão da população decai drasticamente. A potência atinge o máximo quando o ganho da cavidade iguala o valor das perdas na mesma.
- Na terceira fase, o fluxo fotónico na cavidade depleta a inversão de população. Em virtude disto, as perdas na cavidade sobrepõem-se ao ganho e a potência de saída decresce.
- Por fim, o absorvedor saturável recupera o seu estado de não saturação. A formação de um novo pulso requer que a densidade de inversão da população aumente até ultrapassar o nível de transição, reiniciando o ciclo começado na primeira fase.

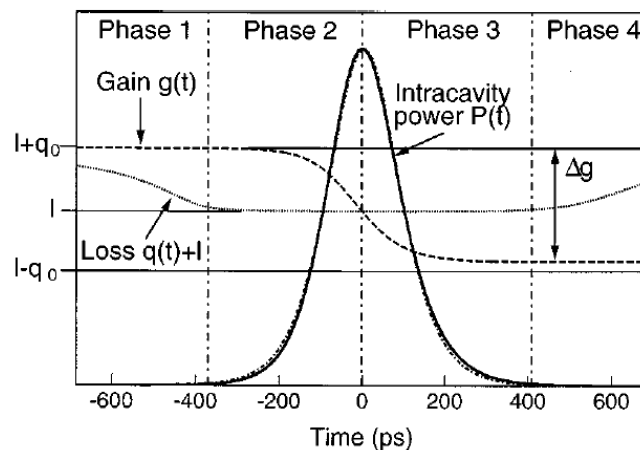


Figura 3.2: Evolução temporal da potência, perdas e ganho da cavidade óptica de um laser de estado sólido pulsado por *Q-switching* passivo com um absorvedor saturável [20].

3.3 EFEITOS TÉRMICOS EM LASERS DE MICROCHIP

O funcionamento de um microchip laser pulsado por *Q-Switching* passivo recorre, tipicamente, a um potente bombeamento óptico (com potências da ordem das centenas de miliwatt a alguns watt), o qual é “focado” numa área limitada do meio ativo a partir de um feixe proveniente de um laser de díodo.

Uma vez que uma parte significativa da luz não é utilizada para bombear os átomos do meio ativo, a restante energia gera calor no interior da cavidade, o qual provoca efeitos térmicos que não podem ser desprezados na análise do funcionamento do laser. A performance do laser e a eficiência do próprio bombeamento são afetadas por estes efeitos.

As transições não radiativas do meio ativo são a principal fonte de calor nas cavidades dos lasers de estado sólido. Entre elas destaca-se a transição entre o nível de bombeamento e o nível superior da transição laser, o que num sistema ternário corresponde à rápida transição do nível 3 para o nível 2.

Como consequência, estabelecem-se na cavidade gradientes de temperatura, os quais induzem gradientes de índice de refração. Estes gradientes são responsáveis por efeitos como o de lente térmica e pela indução de tensões mecânicas no material. No limite, os gradientes de temperatura podem conduzir à fratura dos materiais. Portanto, facilmente se conclui que este fator limita a densidade de potência que é possível obter num feixe óptico gerado por um laser de estado sólido. Adicionalmente, a qualidade do feixe e os seus modos longitudinais e transversais são igualmente afetados por estes efeitos.

A redução dos efeitos térmicos torna-se assim uma das principais considerações a ter em conta no desenvolvimento de lasers de alta potência. O exterior das cavidades é tipicamente arrefecido a uma temperatura significativamente inferior à do seu interior de modo a que o calor nela gerado seja extraído.

Para se poderem analisar estes efeitos térmicos é fundamental começar por prever a quantidade de calor gerado na cavidade óptica do laser. Esta previsão requer o estudo do diagrama energético do meio ativo do laser, de modo a analisar as transições não radiativas que ocorrem. A previsão pode ser verificada experimentalmente medindo as potências de bombeamento, da luz laser produzida e da luz de bombeamento refletida na primeira superfície do meio ativo ou emergente de outras superfícies deste meio.

O calor depositado na cavidade laser pode ser quantificado pela fração de carga térmica. Este parâmetro representa-se por ξ e é definido pela fração da potência de bombeamento absorvida pela cavidade sob a forma de calor. Pode ser entendido como uma medida da eficiência do bombeamento óptico do meio ativo, dado que as transições não radiativas entre o nível de bombeamento e o nível superior da transição laser consomem parte da potência de bombeamento absorvida pelo meio. Logo, quanto maior a fração de carga térmica menor é a eficiência do laser e maior a potência de bombeamento necessária para que os iões do meio ativo transitem para o estado de inversão da população.

Numa primeira aproximação, a fração de carga térmica é minorada pelo defeito quântico (também designado por desvio de Stokes) do meio ativo, definido pela diferença energética entre os níveis de bombeamento e de emissão laser. Sendo λ_p e λ_e os comprimentos de onda do bombeamento e da emissão laser, respetivamente, o coeficiente de carga térmica mínimo no meio ativo de um laser de microchip bombeado por outro laser é dado por

$$\xi = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_e} \quad (3.1)$$

A distribuição espacial da temperatura de equilíbrio no interior do meio ativo de um laser de estado sólido em microchip é dada pela solução da equação do calor. Em coordenadas cilíndricas, esta equação é definida por [5] [6]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = - \frac{Q(r, z)}{K_c} \quad (3.2)$$

com K_c a condutividade térmica do material que constitui o meio ativo e $Q(r, z)$ a distribuição espacial da densidade volumica de calor gerado pelo processo de bombeamento do meio.

Considere-se o bombeamento óptico do laser de microchip com recurso a um laser de díodo. Aproximando por uma intensidade uniforme (tipicamente designada por distribuição *top-hat*) a distribuição de intensidade do feixe de bombeamento focado, a consequente distribuição de calor no meio ativo por unidade de volume é modelada por [5] [6]

$$Q(r, z) = \begin{cases} \frac{P_h}{\pi w_p^2} \frac{\alpha e^{-\alpha z}}{1 - e^{-\alpha l}} & , \quad r \leq w_p \\ 0 & , \quad r > w_p \end{cases} \quad (3.3)$$

com P_h a potência de bombeamento dissipada sob a forma de calor, α o coeficiente de absorção do meio ativo para o comprimento de onda do feixe de bombeamento, w_p a dimensão do foco do feixe de bombeamento e l o comprimento da cavidade.

A solução da equação (3.2) para a solução particular definida pela equação (3.3) é [6]

$$T(r, z) = T_b(r_c, z) + \frac{P_h}{4\pi K_c} \frac{\alpha e^{-\alpha z}}{1 - e^{-\alpha l}} \left\{ \left[\left(1 - \frac{r^2}{w_p^2} \right) + \ln \frac{r^2}{w_p^2} \right] \theta(w_p^2 - r^2) + \ln \frac{r_c^2}{r^2} \theta(r^2 - w_p^2) \right\} \quad (3.4)$$

com r_c o raio da secção transversal da cavidade (assumindo-a com geometria cilíndrica) e com $\theta(\cdot)$ denotando a função de Heaviside. $T_b(r_c, z)$ representa a temperatura das faces do meio ativo, o que, no caso de se encontrar em equilíbrio térmico com o meio que o rodeia, corresponde à temperatura ambiente.

A potência dissipada é dada por

$$P_h = \xi P_p \quad (3.5)$$

com P_p a potência de bombeamento e ξ a carga térmica.

De acordo com a equação (3.4), e assumindo que o feixe de bombeamento incide no centro do meio ativo, a difusão de calor a partir do eixo central resulta numa distribuição de temperatura radial e simétrica, a qual diminui quadraticamente com a distância ao eixo da cavidade.

3.3.1 Lente térmica

O índice de refração dos materiais é uma propriedade que depende da temperatura. Portanto, o gradiente de temperatura no interior da cavidade óptica induz um gradiente de índice de refração semelhante.

Esta alteração do índice de refração induzida pelo gradiente térmico é, para pequenas variações de temperatura, dada por [7]

$$n(r, z) = n(T_0) + (T(r, z) - T_0) \frac{\partial n}{\partial T} \quad (3.6)$$

com $n(T_0)$ o índice de refração do meio ativo à temperatura T_0 e $\frac{\partial n}{\partial T}$ a variação do índice de refração do material com a temperatura.

Por exemplo, em materiais cujo índice de refração aumenta com a temperatura, este índice será superior na região central do feixe e diminuirá radialmente até aos limites do mesmo.

Consequentemente, este gradiente de índice de refração atua como uma lente no interior da cavidade, do qual resulta a designação de efeito de lente térmica.

A distância focal equivalente desta lente térmica é calculada pela aproximação [6] [7]

$$f_{dn,dT} = \frac{K_c \pi w_p^2}{P_h} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} \right)^{-1} \quad (3.7)$$

Portanto, caso o material da cavidade seja caracterizado por $\frac{dn}{dT} > 0$, o efeito do gradiente de temperatura é equivalente ao de uma lente convergente. Caso $\frac{dn}{dT} < 0$, o efeito equivale à presença de uma lente divergente no interior da cavidade.

Este efeito afeta sobretudo a divergência do feixe laser produzido na cavidade. Quanto maior for a quantidade de calor dissipado na cavidade, menor o modelo da distância focal da lente térmica induzida na cavidade. Consequentemente, maior a divergência do feixe.

3.3.2 Tensões térmicas

O gradiente de temperatura provoca a expansão do material da cavidade. As zonas circundantes da cavidade, mais frias, constroem a expansão das regiões internas, mais quentes. Consequentemente, geram-se tensões mecânicas

Para um material com propriedades mecânicas isotrópicas, as tensões induzidas pelo gradiente térmico segundo as direções radial, axial e tangencial são respetivamente dadas por

$$\sigma_r(r) = QS(r^2 - r_0^2) \quad (3.8)$$

$$\sigma_\theta(r) = QS(3r^2 - r_0^2) \quad (3.9)$$

$$\sigma_z(z) = 2QS(2r^2 - r_0^2) \quad (3.10)$$

com $S = \alpha_T E [16K_c(1 - \nu)]^{-1}$ o fator que contém os seguintes parâmetros do material: coeficiente de expansão térmica α_T ; módulo de Young E ; coeficiente de Poisson ν e a condutividade térmica K_T , já definida anteriormente.

A componente radial da tensão tende para 0 por valores negativos, o que significa que no centro da cavidade o material se encontra sobre maior compressão.

As componentes tangencial e axial são igualmente negativas em regiões mais centrais da cavidade, mas passam a assumir valores positivos com o aproximar da superfície, o que significa que essas regiões se encontram sobre tensão. É um efeito da compressão no centro do material.

A tensão máxima que o material suporta é dada pela soma vetorial das tensões axial e tangencial. O seu valor em função da potência de bombeamento dissipada sob a forma de calor por unidade de comprimento da cavidade é

$$\sigma_{max} = \frac{\alpha E}{16K_c(1 - \nu)} \frac{P_h}{l} \quad (3.11)$$

A variação local da tensão exercida sobre o material induz variações no índice de refração por efeito fotoelástico.

A diferença entre as tensões axial e tangencial reflete-se também numa diferença entre os índices de refração segundo estas direções. Deste modo, estabelece-se um fenómeno de birrefringência no material.

O cálculo da variação do índice de refração devido ao efeito fotoelástico requer que se conheçam os valores do tensor fotoelástico do material. Esta contribuição deve ser somada à variação do índice de refração em função da temperatura. Então, a sua contribuição aparecerá na fórmula que permite calcular a potência óptica da lente térmica equivalente a estes efeitos.

Contudo, este efeito é desprezado na literatura devido à baixa relevância quando comparada com a dependência direta do índice de refração com a temperatura [1] [8]. Para um laser de Nd:YAG verificou-se que o peso desta dependência direta era 74% enquanto que o das diferenças de tensão era de apenas 20%. Os restantes 6% foram atribuídos ao efeito apresentado de seguida.

3.3.3 Deformação das extremidades

A deformação das extremidades da cavidade resultante do seu aquecimento é o terceiro efeito que contribui para a magnitude da distância focal da lente térmica que se forma no interior da mesma.

Esta deformação é sobretudo notada em lasers opticamente bombeados pelas extremidades. Devido ao acoplamento com o feixe de bombeamento, a deposição de calor na extremidade de entrada da cavidade é superior.

Considerem-se planas as extremidades da cavidade. A distribuição radial desta deformação face à planeza inicial da extremidade é dada por [7]

$$l(r) = -2\alpha_T w_p \frac{Qr^2}{4K_c} \quad (3.12)$$

com α_T o coeficiente de expansão térmica do vidro que compõe o meio ativo.

A distância focal resultante da curvatura induzida pela deformação é calculada com base numa aproximação válida para lentes delgadas: [7]

$$f = \frac{R}{2(n_0 - 1)} \quad (3.13)$$

com R o raio de curvatura da extremidade. Este é dado por $R = -(d^2 l / dr^2)^{-1}$.

Efetando o cálculo da derivada e substituindo o fator Q pela sua relação com a potência de bombeamento dissipada sob a forma de calor, fica [7] [5]

$$f_{curv} = \frac{\pi w_p}{P_h} \frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha} \frac{K_c}{2\alpha_T(n(0,0) - 1)} \quad (3.14)$$

com $n(0,0)$ o índice de refração no centro da face do meio ativo, onde a temperatura é máxima, assim como a consequente variação do índice de refração.

A lente térmica produzida na cavidade é o resultado da combinação dos três efeitos descritos. Portanto, desprezando a contribuição das tensões térmicas, a respetiva distância focal equivalente é dada pelo inverso da soma das equações (3.7) e (3.14):

$$f_t = \left(\frac{1}{f_{curv}} + \frac{1}{f_{dn_dT}} \right)^{-1} \quad (3.15)$$

Para potências de bombeamento elevadas, a contribuição da deformação das extremidades para o efeito de lente térmica aproxima-se da contribuição da variação do índice de refração com a temperatura [1].

3.3.4 Alteração do comprimento de onda da radiação laser

O aumento da temperatura no interior da cavidade tem também influência nas características espectrais do feixe laser emitido [9].

Em [10], Z. Cai *et al.* estudaram a influência da potência de bombeamento no espectro do feixe emitido por um laser de Er:Yb em vidro de fosfato bombeado por um laser de titânio-safira. Na Figura 3.3 apresentam-se os espectros obtidos para potências de bombeamento de 75 mW, 130 mW e 145 mW.

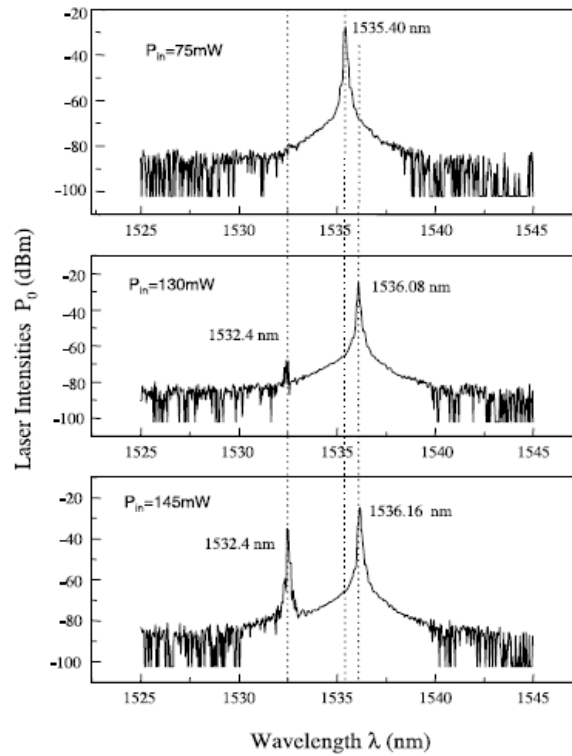


Figura 3.3: Evolução do espectro do feixe óptico emitido por um laser de Er:Yb em vidro em função da potência de bombeamento. O bombeamento é realizado por um feixe de 975 nm emitido por um laser de titânio-safira [10].

Observam-se dois fenómenos com o aumento da potência de bombeamento: o desvio para o vermelho do pico de emissão do laser, passando de 1535,40 nm para 1536,16 nm entre os extremos de potência analisados; o aparecimento de um novo modo longitudinal, em 1532,4 nm.

O primeiro efeito é justificado pela alteração do índice de refração em função da temperatura e pela alteração do comprimento l da cavidade, de acordo com o modelo

$$\Delta\lambda = \lambda \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \alpha_T \right) \Delta T \quad (3.16)$$

A variação com a temperatura do índice de refração do laser analisado é negativa ($\frac{\partial n}{\partial T} = -10 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$), pelo que o aumento da temperatura provoca um ligeiro desvio para o azul. Contudo, o coeficiente de expansão térmica do vidro é positivo e aproximadamente 10 vezes superior

no intervalo 40-100 °C ($\alpha_T = 94 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$). Portanto, o seu efeito sobrepõe-se e daí resulta o desvio para o vermelho.

Com os resultados obtidos, os autores determinaram que as taxas a que ocorrem esses desvios são de 0,0167 nm/K e 0,0171 nm/K nos intervalos 75-130 mW e 130-145 mW de potência de bombeamento, respetivamente.

O aparecimento de um novo modo é justificado pela condição de ressonância no interior da cavidade, dada por

$$m\lambda = 2nl \left(1 + \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T \right) \cdot (1 + \alpha_T \Delta T) \quad (3.17)$$

com m um número inteiro que define a ordem do modo longitudinal.

3.4 LASERS DE MICROCHIP DE ER:YB PULSADOS POR *Q-SWITCHING* PASSIVO COM CO^{2+} SPINEL

Os lasers de Er:Yb são desenvolvidos para aplicações que requerem feixes de 1,5 μm , comprimento de onda seguro para a visão.

O meio ativo deste tipo de lasers consiste num vidro de sílica fundida ou de fosfato dopado com elevadas concentrações de iões de érbio e itérbio.

Entre os dois tipos de vidros referidos, os de fosfato apresentam um conjunto de características preferenciais para a dopagem com érbio e itérbio, nomeadamente a elevada solubilidade para iões de elementos de terras raras (como são os iões de érbio e de itérbio), fonões mais energéticos, o que aumenta a capacidade de decaimento dos iões de érbio do estado excitado para o nível de transição laser por transições radiativas, e a menor quantidade de perdas por absorção de estados excitados. Em contrapartida, os vidros de fosfato são mais sujeitos a danos estruturais devido à baixa condutividade térmica, à maior expansão térmica e à menor rigidez, quando comparados com vidros de sílica fundida.

A transição laser ocorre pela desexcitação dos iões de érbio, podendo ocorrer entre os 1535 nm e os 1552 nm, dependendo do alargamento dos níveis energéticos que ocorre no vidro devido às inomogeneidades resultantes do processo de dopagem.

Contudo, a secção eficaz de absorção dos iões de érbio para radiação de 975 μm é baixa (da ordem de $1 \times 10^{-21} \text{cm}^2$) e a probabilidade de reabsorção é elevada, pelo que a sua concentração deve ser baixa para minimizar estas perdas.

A co-dopagem do meio com iões de itérbio contorna estes problemas e otimiza a eficiência energética do laser de 1,54 μm devido à superior secção eficaz de absorção a 976 nm (da ordem de $1,4 \times 10^{-20} \text{cm}^2$, uma ordem de grandeza superior à dos iões de érbio) e à boa sobreposição espectral do seu estado excitado e do estado de transição laser do érbio. Estas características facilitam a excitação indireta dos iões de érbio num meio com um pequeno nível de dopagem destes iões.

Na Figura 3.4 apresenta-se o diagrama dos níveis de energia de um laser de Er:Yb pulsado por *Q-switching* passivo com um absorvedor saturável de Co^{2+} . A análise deste diagrama permite entender todas as transições energéticas que ocorrem num laser de Er:Yb, entre as quais se incluem a transição responsável pela emissão laser e as transições não radiativas que geram calor no interior da cavidade óptica destes lasers.

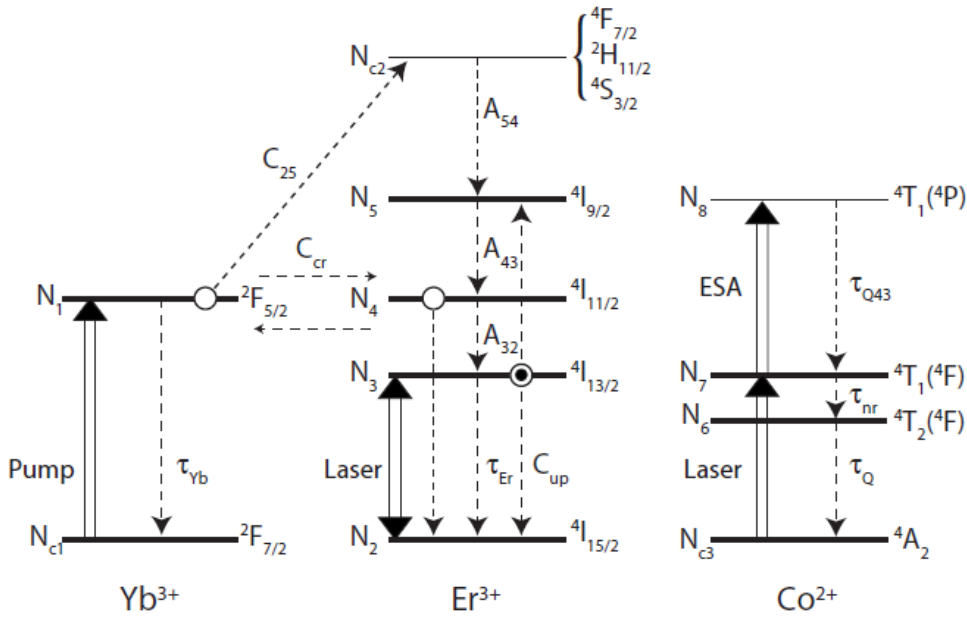


Figura 3.4: Diagrama dos níveis energéticos de um laser de Er:Yb pulsado por Q-switch passivo com absorvedor saturável de Co^{2+} . [21]

O bombeamento óptico excita os íons Yb^{3+} do estado fundamental $^2F_{7/2}$ para o estado metastável $^2F_{5/2}$. Dado o espectro de absorção alargado do Yb, o bombeamento pode ser realizado com lasers de díodo de comprimentos de onda entre 930 nm e 980 nm. Tipicamente é preferível utilizar lasers com comprimentos de onda que se insiram na região de pico de absorção, entre 970 nm e 980 nm.

Os íons deixam este estado excitado por um de três processos: decaimento para o estado fundamental por emissão espontânea (caraterizado pelo tempo de relaxação τ_{Yb}); transferência de energia para os íons Er^{3+} vizinhos, excitando-os do estado fundamental $^4I_{15/2}$ para o nível $^4I_{11/2}$; transferência de energia para os íons Er^{3+} no estado excitado $^4I_{11/2}$, da qual resulta a excitação destes para o nível $^4F_{7/2}$. Este último processo designa-se por *up-conversion* e é um fator limitativo da eficiência do laser visto que diminui a densidade de inversão da população.

Os íons que populam o nível $^4F_{7/2}$ transitam para os níveis $^2H_{11/2}$ e $^4S_{3/2}$ por intermédio de fonões da rede. Estas transições não radiativas contribuem para o aumento da temperatura da cavidade. Portanto, o fenómeno de *up-conversion* contribui, de forma indireta, para os efeitos térmicos resultantes do bombeamento óptico da cavidade.

Por sua vez, estes íons decaem por emissão espontânea para níveis menos energéticos. As transições para o estado fundamental $^4I_{15/2}$ resultam na emissão de fótons de comprimento de onda em torno de 530,2 nm e 553,7 nm (correspondente à região verde do espectro eletromagnético). Devido a este fenómeno, surgem picos no espectro do feixe óptico produzido por um laser de Er:Yb correspondentes aos comprimentos de onda referidos. A relação entre a intensidade destes picos e a potência de bombeamento de um laser de Er:Yb em vidro bombeado por radiação de 975 nm proveniente de um laser de titânio-safira é estudada em [10] por Z. Cai *et al.* Com base na razão entre as intensidades dos picos, estimam a temperatura no interior da cavidade.

Os íons nos níveis $^2H_{11/2}$ e $^4S_{3/2}$ decaem também por emissão espontânea para o nível $^4I_{9/2}$.

O mesmo tipo de emissão ocorre na transição $^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$. Este último nível é o nível de bombeamento do laser (equivalente ao nível 3 no diagrama de um sistema ternário da Figura 2.1).

Como é caraterístico do nível de bombeamento de um sistema ternário, os íons decaem rapidamente por um processo não radiativo para o nível superior da transição laser, $^4I_{13/2}$, ou por emissão espontânea

para o estado fundamental ${}^4I_{15/2}$, processo mais lento. A transição não radiativa ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ é a que mais contribui para o aumento da temperatura na cavidade [1].

Por fim, a transição laser de 1,5 μm ocorre por emissão estimulada entre os níveis ${}^4I_{13/2}$ e ${}^4I_{15/2}$ dos íons Er^{3+} .

No diagrama encontram-se ainda representados outros dois tipos de transição dos íons presentes no nível ${}^4I_{13/2}$: por emissão espontânea, também para o estado fundamental ${}^4I_{15/2}$ (caraterizada pelo tempo de relaxação τ_{Er}); por *up-conversion* cooperativo entre dois íons Er^{3+} excitados nesse nível.

A radiação de 1,5 μm emitida pela transição laser dos íons é absorvida pelos íons Co^{2+} do absorvedor saturável [1]. Estes íons são excitados do seu estado fundamental, 4A_2 , para o nível ${}^4T_1({}^4F)$. Este nível é caraterizado por um curto tempo de vida, τ_{nr} . Por essa razão, os íons rapidamente decaem para o nível ${}^4T_2({}^4F)$ por interações não radiativas. Contrariamente ao anterior, este nível tem um tempo de vida longo (condição necessária para um absorvedor saturável). No diagrama representa-se por τ_Q .

Os íons no nível ${}^4T_1({}^4F)$ podem também ser excitados por radiação laser, transitando para o nível ${}^4T_1({}^4P)$. Contudo, o tempo de vida τ_{Q43} deste nível é curto, pelo que retornam rapidamente a ${}^4T_1({}^4F)$. Neste processo há emissão de radiação.

O absorvedor satura quando o nível ${}^4T_2({}^4F)$ estiver preenchido, ou seja, quando o fluxo de fótons de 1,5 μm for elevado. Neste estado o absorvedor torna-se transparente à radiação laser e um pulso óptico é emitido.

Como apresentado em 3.3, o calor depositado na cavidade laser é quantificado pela fração de carga térmica. Em [8], Song *et al.* determinaram este parâmetro para uma laser de Er:Yb em vidro de fosfato, com emissão nos 1,5 μm , bombeado por um laser de díodo de GaAs (975 μm) por dois métodos: experimentalmente, medindo a divergência do feixe em campo distante e relacionando com efeito de lente térmica; resolvendo numericamente as equações cinéticas do sistema. Para o cálculo numérico definiram a fração de influência do *up-conversion*, η , de acordo com a equação (3.18), em que P_{inc} é a potência de bombeamento necessária para obter uma potência P_{out} do feixe laser de saída, sem entrar em conta com as transições por *up-conversion*, e P_{in} é a potência de bombeamento necessária para obter a mesma potência P_{out} no feixe emitido, incluindo nas equações cinéticas os termos que traduzem a probabilidade de ocorrerem transições por *up-conversion*.

$$\eta = \frac{P_{in} - P_{inc}}{P_{in}} \quad (3.18)$$

Este parâmetro é utilizado no cálculo da fração de carga térmica a partir da equação (3.19). A equação representa a soma das contribuições das principais transições não radiativas que ocorrem no meio: no primeiro termo as contribuições das transições ${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$ e ${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$, resultantes do *up-conversion*; no segundo termo a contribuição da transição entre o nível de bombeamento e o nível superior da transição laser. ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$.

$$\xi = \eta + (1 - \eta) \left(1 - \frac{\nu_e}{\nu_p} \right) \quad (3.19)$$

Os resultados obtidos por Song *et al.* para este parâmetro em função da potência do feixe emitido pelo laser (a qual é proporcional à potência de bombeamento) são apresentados no gráfico da Figura 3.5. Para baixas potências de bombeamento, a fração de carga térmica vai aumentando por haver um maior número de íons Er^{3+} no estado $^4I_{13/2}$ que transitam para estados mais energéticos. O máximo atingido corresponde a um nível de transição, em termos de potência de bombeamento, a partir do qual a densidade de inversão da população é tal que um número mais elevado de íons Er^{3+} no estado $^4I_{13/2}$ podem transitar por emissão estimulada para o nível fundamental. Portanto, diminui o número de íons em condições de transitarem por *up-conversion*. Logo, diminui a fração de carga térmica. Os cálculos numéricos apresentam um nível de concordância aceitável face aos resultados experimentais.

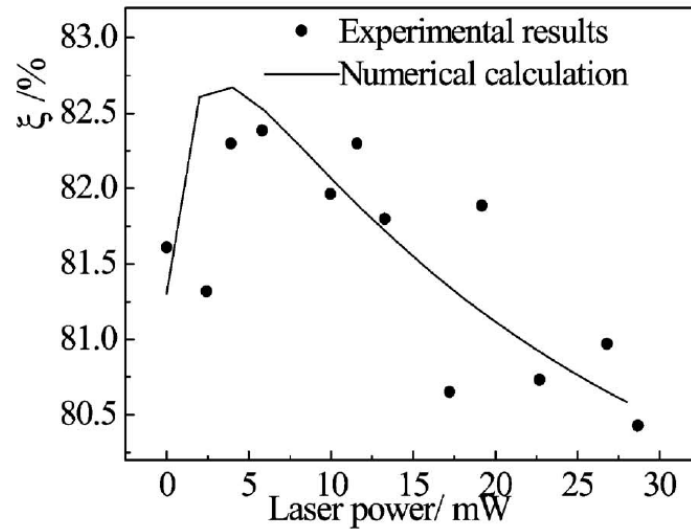


Figura 3.5: Fração de carga térmica em função da potência do feixe laser emitido por um laser de Er:Yb em vidro de fosfato. [19]

Estes resultados, da ordem dos 80% de carga térmica, mostram que a eficiência energética de um laser de microchip de Er:Yb é reduzida, dado que grande parte da energia é dissipada sob a forma de calor. Portanto, os efeitos térmicos resultantes desta dissipação não podem ser desprezados no desenvolvimento e estudo de um laser desta natureza.

4 CÁLCULO DE EFEITOS TÉRMICOS NA CAVIDADE DE UM LASER DE MICROCHIP DE ER:YB

Neste capítulo é apresentado o estudo analítico dos efeitos térmicos na cavidade de um laser de microchip de Er:Yb. Foram consideradas as condições de operação inicialmente previstas pelos estudos preliminares do laser de Er:Yb pulsado por *Q-switching* passivo em desenvolvimento no grupo CENTRA-SIM. Essas condições foram calculadas de modo a alcançar os principais requisitos do projeto.

A base dos modelos analíticos utilizados neste estudo corresponde aos modelos apresentados em 3.3 Efeitos térmicos em lasers de microchip.

4.1 MODELO ANALÍTICO

O bombeamento óptico do laser de Er:Yb será efetuado num regime quase-contínuo (regime *QCW*). Este regime é caracterizado por um bombeamento ativo apenas durante um curto intervalo de tempo em cada ciclo de bombeamento, de modo a minimizar os efeitos térmicos. O regime *QCW* é parametrizado pela sua frequência de repetição f_{rep} , pela duração τ do bombeamento e pela sua potência, P_p , sendo definido pela função periódica descrita pelas equações (4.1) e (4.2). [5]

$$P(t) = \begin{cases} P_p, & 0 \leq t \leq \tau \\ 0, & \tau < t \leq \frac{1}{f_{rep}} \end{cases} \quad (4.1)$$

$$P\left(t + \frac{1}{f_{rep}}\right) = P(t) \quad (4.2)$$

Portanto, a potência de bombeamento em regime *QCW* equivale à potência de bombeamento em regime contínuo dada pela equação (4.3).

$$P = P_p \tau f_{rep} \quad (4.3)$$

Esta equivalência permite utilizar a equação (3.4) para calcular a distribuição espacial da temperatura de equilíbrio do meio ativo bombeado num regime quase-contínuo. Portanto, a potência dissipada sob a forma de calor é determinada introduzindo as propriedades do regime *QCW* e o valor da carga térmica na equação (3.5), ficando

$$P_h = \xi P_p \tau f_{rep} \quad (4.4)$$

Nas simulações apresentadas foi assumido o valor de carga térmica $\xi = 0,370$, dado pela equação (3.1) com $\lambda_p = 975 \text{ nm}$ e $\lambda_l = 1550 \text{ nm}$.

A fração de *up-conversion*, η , apresentada na equação (3.19), é função da potência de bombeamento. Este parâmetro é obtido apenas experimentalmente [6], pelo que nos cálculos seguintes não é contabilizado (considera-se $\eta = 0$).

Por esta razão, o valor da carga térmica é assumido como constante para todos os valores de P_p . Assim, os resultados obtidos nestas simulações representam um cenário otimista face à real potência de bombeamento dissipada na cavidade sob a forma de calor.

Substituindo na equação (3.4) os respetivos parâmetros, tendo em conta as considerações apresentadas para o regime de bombeamento QCW, a distribuição da temperatura no interior no meio ativo em função das propriedades do material e do bombeamento fica parametrizada por

$$T(r, z) = T_b(r, z) + \frac{\xi P_p \tau f_{rep}}{4\pi K_c} \frac{\alpha e^{-\alpha z}}{1 - e^{-\alpha l}} \left\{ \left[\left(1 - \frac{r^2}{w_p^2} \right) + \ln \frac{r^2}{w_p^2} \right] \theta(w_p^2 - r^2) + \ln \frac{r_c^2}{r^2} \theta(r^2 - w_p^2) \right\} \quad (4.5)$$

De acordo com a equação (4.5), a temperatura aumenta com o aumento dos parâmetros caracterizadores do regime QCW (P_p , τ , f_{rep}), e com a diminuição das dimensões da cavidade (w_p e l)

A otimização do funcionamento do laser em desenvolvimento será realizada variando estes cinco parâmetros. Com este modelo é possível prever a distribuição de temperatura em função da variação individual de cada um desses parâmetros.

Com base na distribuição da temperatura de equilíbrio no meio ativo é calculada a variação do índice de refração ao longo do mesmo, a partir da equação (3.6).

O efeito de lente térmica resultante do gradiente de índice de refração e da deformação das extremidades é individualmente calculado a partir das equações (3.7) e (3.14). O efeito resultante da combinação destes dois é calculado através da equação (3.15).

O valor máximo da tensão resultante das diferenças de temperatura ao longo do meio ativo é estimado por (3.11).

4.2 CÁLCULOS

Nesta secção são apresentados os resultados dos cálculos preliminares dos efeitos térmicos no meio ativo do laser nas suas condições de operação.

O meio ativo consiste num vidro de fosfato dopado com iões de Er:Yb de dimensão 4 mm x 4 mm x 1,5 mm. Os valores considerados para as diversas propriedades do material correspondem às especificações indicadas pelo fabricante.

Os valores atribuídos à potência, frequência e tempo de bombeamento que caracterizam o regime de bombeamento QCW foram obtidos em análises prévias, as quais visaram a otimização dessas características de modo a alcançar os requisitos finais do projeto (frequência de emissão de 20 Hz, potência de pico entre 50 kW e 100 kW e duração de pulso entre 2 ns e 4 ns).

Na Tabela 4.1 apresentam-se os valores atribuídos a cada uma das grandezas presentes nos modelos utilizados.

Tabela 4.1: Propriedades do meio ativo e do bombeamento considerados nos cálculos dos efeitos térmicos.

Parâmetros das Simulações			
	Grandeza	Símbolo	Valor
Meio ativo	comprimento de onda de emissão	λ_l	$1550 \times 10^{-9} \text{ m}$
	raio da cavidade	r_c	$2 \times 10^{-3} \text{ m}$
	comprimento da cavidade	l_c	$1,5 \times 10^{-3} \text{ m}$
	índice de refração@1535 nm	n	1,524
	variação do índice de refração com a temperatura	$\frac{\partial n}{\partial T}$	$-1,72 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}$
	condutividade térmica	K_c	0,7 W/m K
	coeficiente de expansão térmica	α_T	$1,27 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}$
	coeficiente de absorção @980 nm [11]	α	600 $/\text{m}$
	módulo elástico	E	70 GPa
	coeficiente de Poisson	ν	0,23
Bombeamento	comprimento de onda	λ_p	$975 \times 10^{-9} \text{ m}$
	raio do feixe	w_p	$100 \times 10^{-6} \text{ m}$
	potência	P_p	3 W
	frequência	f_{rep}	20 Hz
	duração	τ	$1,7 \times 10^{-3} \text{ s}$
Condições de operação	temperatura externa	T_{ext}	25 $^\circ\text{C}$

Na **Figura 4.1** encontra-se representado o perfil de temperatura no interior do meio ativo obtido nos cálculos com as condições resumidas na Tabela 4.1. A temperatura é máxima no centro da face do meio ativo, atingido 55°C , o que corresponde a um aumento de 30°C face à temperatura ambiente. É visível que a temperatura diminui radialmente e longitudinalmente até às extremidades, as quais representam as condições de fronteira, em que a temperatura se assume constante e igual à temperatura ambiente do meio onde se encontra o laser.

Na Tabela 4.2 apresentam-se os principais efeitos térmicos calculados na mesma simulação. Os valores obtidos mostram que a contribuição do efeito de curvatura da face do meio ativo é desprezável para a distância focal total equivalente ao efeito de lente térmica, uma vez que essa curvatura é equivalente à de uma lente de distância focal muito elevada (da ordem dos 260 m). No sentido oposto, a variação do índice de refração com a temperatura verificada no meio ativo apresenta um efeito equivalente ao de uma lente negativa, com -0,600 m de distância focal, ou seja, cerca de três ordens de grandeza inferior à do efeito de curvatura do vidro.

Dada esta diferença tão acentuada, conclui-se que o efeito de lente térmica verificado no meio ativo de um laser de Er:Yb em vidro de fosfato, nas condições de bombeamento QCW consideradas, se deve exclusivamente à contribuição da variação do índice de refração do meio ativo com a temperatura.

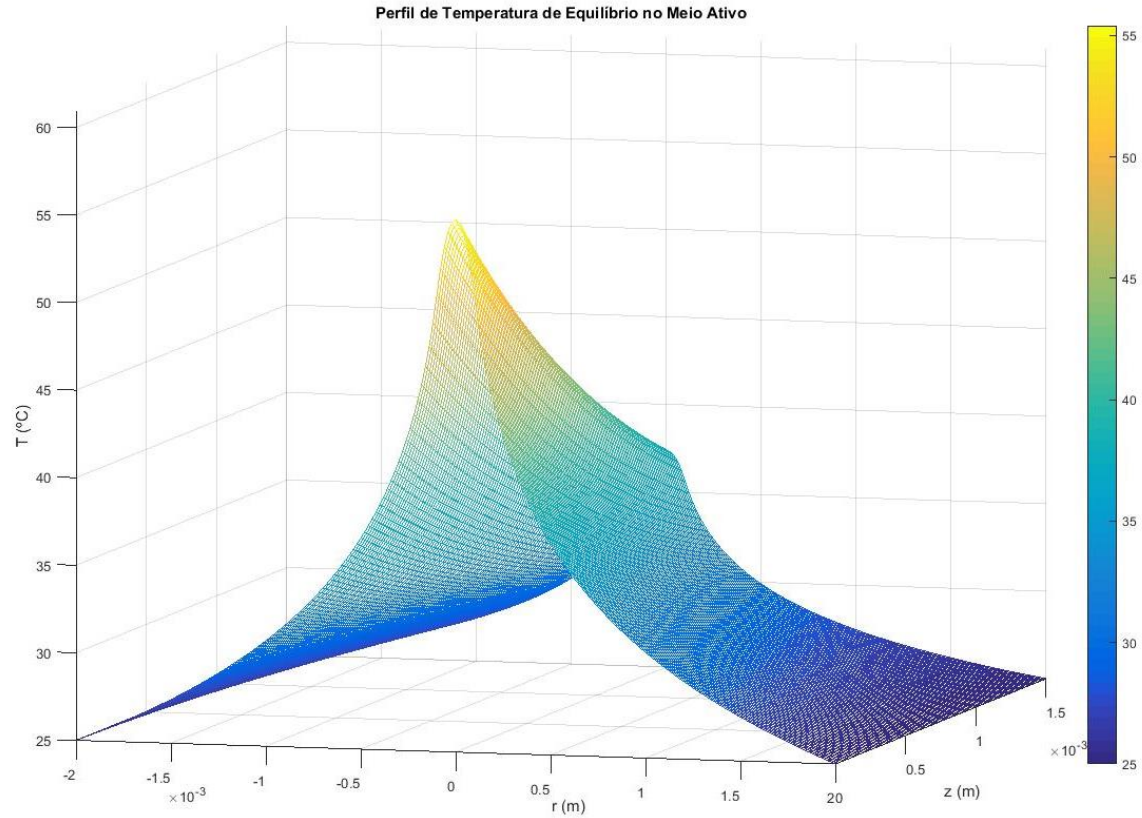


Figura 4.1: Perfil de distribuição da temperatura no interior do meio ativo com $P_p = 3W$, $f_{rep} = 20\text{ Hz}$, $\tau = 1700\text{ }\mu\text{s}$, $w_p = 100\text{ }\mu\text{m}$ e $T_{ext} = 25\text{ }^\circ\text{C}$.

Tabela 4.2: Resumo das principais características calculadas na simulação dos efeitos térmicos no meio ativo do laser bombeado em regime QCW, caracterizado por $P_p = 3W$, $f_{rep} = 20\text{ Hz}$, $\tau = 1700\text{ ms}$, $w_p = 100\text{ }\mu\text{m}$ e com temperatura de operação $T_{ext} = 25\text{ }^\circ\text{C}$.

Parâmetros da Simulação

	Grandeza	Símbolo	Valor
Meio ativo	temperatura máxima	$T(0,0)$	55,41 $^\circ\text{C}$
	índice de refração central	$n(0,0)$	1,52395
	distância focal lente equivalente ao dn/dT	$f_{dn_dT} = -0,678\text{ m}$	-0,678 m
	distância focal lente equivalente à curvatura da face	$f_{curv} = 262\text{ m}$	262 m
	distância focal lente térmica total	f_t	-0,677 m
	tensão máxima	σ_{max}	$2,294 \times 10^6\text{ Pa}$

Na **Figura 4.2** estão representados os gráficos da temperatura máxima no meio ativo e da distância focal do correspondente efeito de lente térmica em função da frequência de bombeamento QCW e do raio do feixe de bombeamento, dois dos parâmetros controláveis no processo de otimização do funcionamento do laser. A potência e a duração do bombeamento foram mantidas constantes, a $P_p = 3W$ e $\tau = 1700\text{ }\mu\text{s}$, respectivamente. Nos gráficos é visível que a temperatura máxima aumenta gradualmente até valores entre $150\text{ }^\circ\text{C}$ e $250\text{ }^\circ\text{C}$ quando a frequência de bombeamento se aproxima de

100 Hz. Consequentemente, a distância focal diminui drasticamente para valores da ordem das dezenas de centímetro, o que se traduzirá numa elevada divergência do feixe de saída do laser.

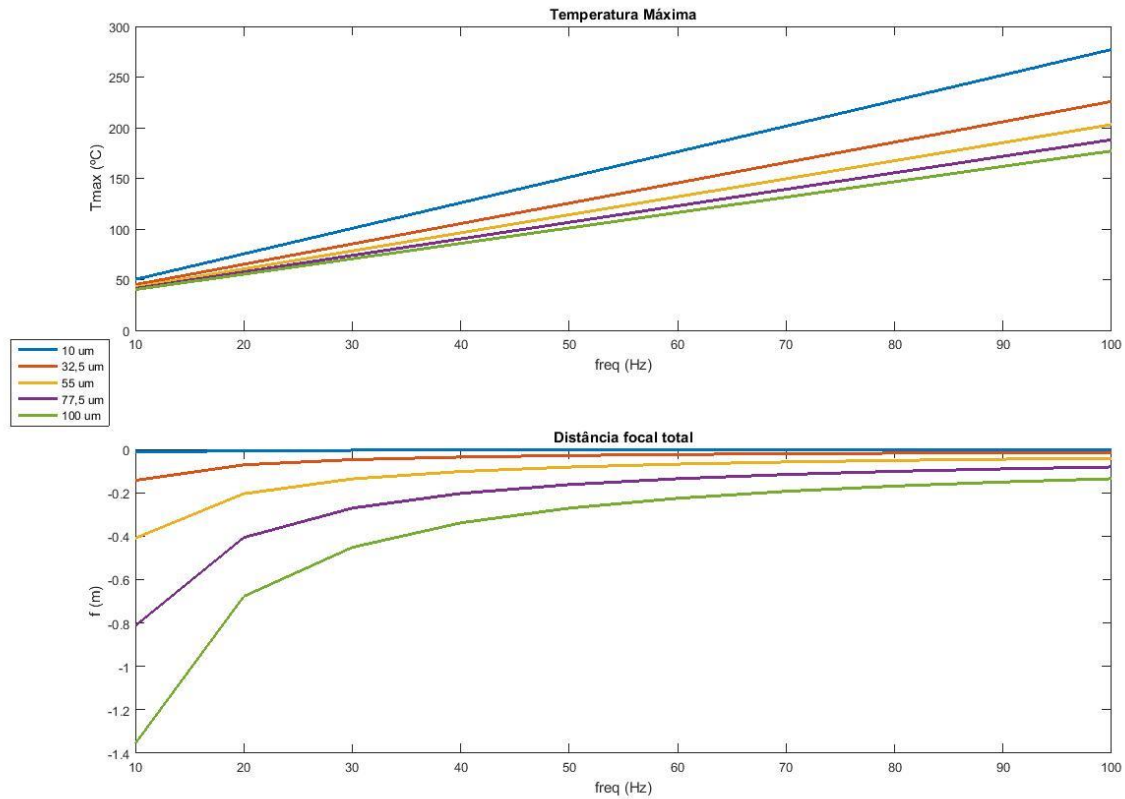


Figura 4.2: Temperatura máxima no meio ativo e distância focal da lente térmica resultante em função da frequência de bombeamento para $w_p = 10 \mu\text{m}$, $32,5 \mu\text{m}$, $55 \mu\text{m}$, $77,5 \mu\text{m}$ e $100 \mu\text{m}$ com potência período de bombeamento fixos em $P_p = 3W$ e $\tau = 1700 \mu\text{s}$, respetivamente.

4.3 SIMULAÇÕES DE ELEMENTOS FINITOS

O gradiente térmico gerado pelo bombeamento óptico no meio ativo do laser foi igualmente estudado através de simulações de elementos finitos com o software de CAD (*computer-aided design*) *SolidWorks*.

O modelo de simulação consiste num paralelepípedo, com as dimensões do meio ativo (4 mm x 4 mm x 1,5 mm), e um cilindro inserido no centro do paralelepípedo, com diâmetro correspondente ao diâmetro do feixe de bombeamento. O cilindro atua como fonte de calor com potência dada pela equação (4.4). Nesta simulação do feixe de bombeamento por um cilindro são assumidas as seguintes aproximações: o diâmetro do feixe de bombeamento é constante ao longo do meio ativo, sendo igual ao diâmetro do foco do feixe; a potência dissipada no meio ativo é constante ao longo do mesmo, desprezando o coeficiente de absorção do material.

Ambos os elementos são parametrizados pelas propriedades térmicas do vidro de fosfato que compõe o meio ativo, nomeadamente o coeficiente de expansão térmica e a condutividade do material, cujos valores se apresentam na Tabela 4.1.

A temperatura constante das faces do meio ativo representa as condições de fronteira da simulação. Nesta simulação foi considerada a temperatura ambiente de 25°C .

Na Figura 4.3 apresenta-se a simulação do perfil de temperatura do meio ativo nas mesmas condições de bombeamento do regime QCW considerado na simulação analítica apresentada na Figura 3.1.

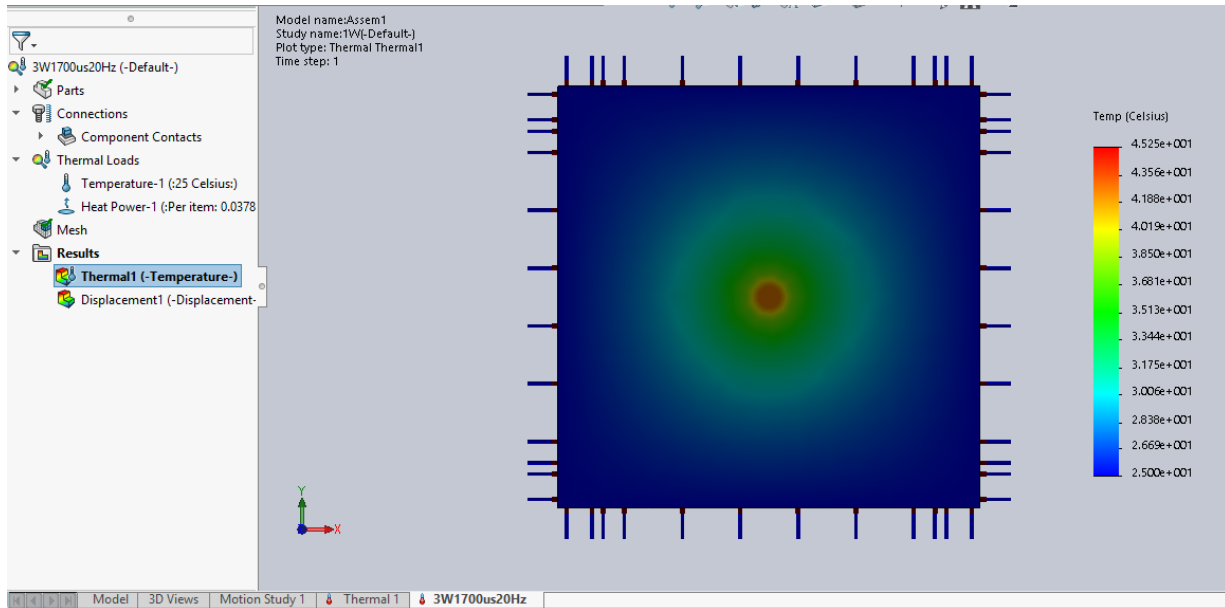


Figura 4.3: Simulação do perfil de temperatura no meio ativo bombeado por um feixe contínuo com $P_p = 3W$, $f_{rep} = 20\text{ Hz}$, $w_p = 100\text{ }\mu\text{m}$ e $T_{ext} = 25\text{ }^\circ\text{C}$.

Como previsto pela solução da equação do calor, dada a simetria das condições de fronteira, o gradiente térmico apresenta simetria radial em torno do centro do meio ativo, onde a temperatura é máxima e igual a $\sim 45\text{ }^\circ\text{C}$. Comparativamente aos cálculos analíticos, este valor apresenta uma diferença de $10\text{ }^\circ\text{C}$, sendo inferior nesta simulação.

Tendo em conta esta diferença da ordem dos 20% e as aproximações consideradas em ambas as simulações, poder-se-á prever que o aquecimento real do meio ativo se encontre entre os dois valores obtidos.

5 MEDIÇÃO DA DIVERGÊNCIA DE UM LASER

5.1 DIVERGÊNCIA DE UM FEIXE GAUSSIANO

A divergência de um feixe laser é uma propriedade que caracteriza a sua expansão em regiões afastadas da cintura do feixe.

Por definição, a divergência de um feixe é dada pela derivada do raio do feixe em função da posição axial. Desta definição resulta diretamente um semi-ângulo de divergência.

Um feixe gaussiano é caracterizado por um perfil de intensidade com distribuição normal e circularmente simétrico em torno do seu eixo central, em qualquer plano transversal do mesmo.

Num feixe com esta característica, o seu raio em função da distância z à cintura do feixe é dado por

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.1)$$

com w_0 o raio da cintura do feixe e z_R a distância de Rayleigh. Este parâmetro é definido pela distância à cintura do feixe em que o raio do feixe aumenta para $\sqrt{2}w_0$. É dada por

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (5.2)$$

com λ o comprimento de onda do feixe.

Por sua vez, o raio de curvatura da frente de onda do feixe em cada posição é dado por

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (5.3)$$

As funções (5.1) e (5.3) mostram que num feixe gaussiano o raio é mínimo ($w = w_0$) na cintura do feixe ($z = 0$), onde a frente de onda é plana ($R = \infty$), e aumenta simetricamente em ambas as direções. Por sua vez, o raio de curvatura da frente de onda tem um comportamento hiperbólico. Considerando o módulo da função (5.3), o comportamento é igualmente simétrico em torno da posição da cintura do feixe. Ao afastar-se da cintura do feixe o raio de curvatura da frente de onda diminui até ao mínimo $R_{min} = 2z_R$, quando $z = \pm z_R$, e posteriormente aumenta progressivamente até se aproximar de novo de uma onda plana ($R \rightarrow \infty$ quando $z \rightarrow \infty$).

Pela definição, a divergência $\theta(z)$ do feixe obtém-se efetuando a derivada do raio do feixe em função da distância z , da qual resulta

$$\begin{aligned} \theta(z) &= \frac{\partial w(z)}{\partial z} \\ &= w_0 \frac{z}{z_R^2} \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right]^{-1/2} \\ &= \frac{z}{w_0} \left(\frac{\lambda}{\pi w_0} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Para distâncias afastadas da cintura do feixe, em que $z \gg z_R$, a divergência do feixe reduz-se a

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (5.5)$$

A expressão (5.5) mostra que a divergência e a cintura de um feixe são duas propriedades inversamente proporcionais, o que justifica a necessidade de expandir largamente um feixe laser para obter a menor divergência possível, ou seja, um elevado grau de colimação.

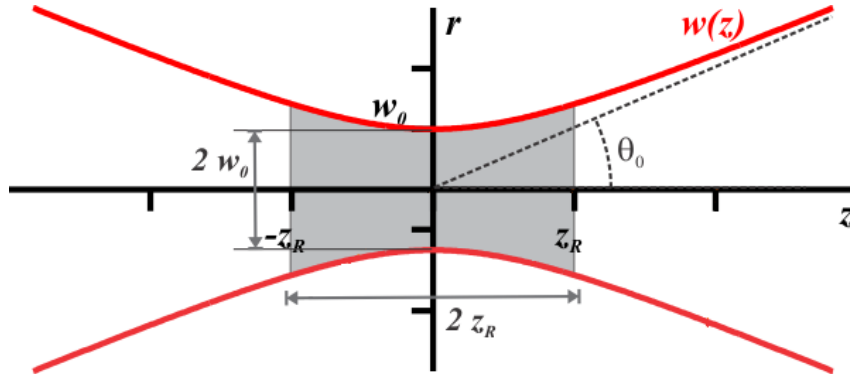


Figura 5.1: Representação de um feixe gaussiano. Adaptado de [26].

5.2 TÉCNICA DO PLANO FOCAL

A divergência de um feixe laser é, por norma, da ordem do mrad, o que significa que as variações da sua dimensão são pequenas a curtas distâncias. Por isso, torna-se difícil e pouco precisa a determinação da divergência com base em medições sucessivas da dimensão do feixe ao longo do seu eixo de propagação.

A técnica do plano focal permite essa determinação com uma única medição, usando a propriedade de transformação de um feixe gaussiano transmitido por uma lente.

Essa transformação é caracterizada por expressões que relacionam as propriedades de um feixe gaussiano antes e após atravessar uma lente de distância focal f . As propriedades relacionadas são o raio w_0 da cintura do feixe; a distância z entre as posições da cintura do feixe e da lente; a distância de Rayleigh, z_R , e a ampliação M , a qual é definida em função dos parâmetros de transformação da lente M_r e r .

Denotando sem e com apóstrofe os parâmetros do feixe antes e após a lente, respetivamente, as relações são definidas pelas equações (5.6) a (5.12) [2].

$$w'_0 = Mw_0 \quad (5.6)$$

$$M = \frac{M_r}{(1 + r^2)^{1/2}} \quad (5.10)$$

$$(z' - f) = M^2(z - f) \quad (5.7)$$

$$M_r = \left| \frac{f}{z - f} \right| \quad (5.11)$$

$$z'_R = M^2 z_R \quad (5.8)$$

$$\theta'_0 = \frac{\theta_0}{M} \quad (5.9)$$

$$r = \frac{z_0}{z - f} \quad (5.12)$$

Com base nas relações acima apresentadas, obtém-se a equação (5.13) que define o raio do feixe no plano focal da lente.

$$w_f = w'_0 \left[1 + \left(\frac{f - z'}{z'_R} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.13)$$

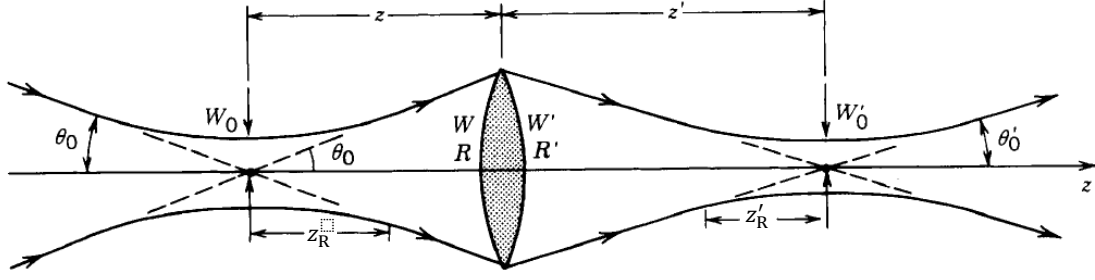


Figura 5.2: Transformação de um feixe gaussiano transmitido por uma lente convergente de distância focal f . Adaptado de [3].

Esta última relação mostra que a dimensão do feixe no plano focal da lente é independente da posição em que a lente é colocada ao longo do feixe. Através de alguma manipulação matemática, a equação (5.13) reduz-se à equação (5.14) [12] [13].

$$w_f = f\theta_0 \quad (5.14)$$

Portanto, a dimensão do feixe no plano focal depende apenas da sua divergência antes de atravessar a lente e da distância focal desta.

Invertendo esta relação, conhecendo a distância focal da lente e a dimensão do feixe no seu plano focal é possível determinar a divergência do feixe laser gaussiano, de acordo com a equação (5.15).

$$\theta_0 = \frac{w_f}{f} \quad (5.15)$$

A técnica do plano focal resulta da aplicação desta relação. O método baseia-se na medição do diâmetro do feixe no plano focal de uma lente convergente de potência conhecida (designada por lente de focagem). A divergência θ_0 do feixe é facilmente obtida pela razão entre o raio W_f do feixe medido no plano focal da lente de focagem e a sua distância focal f .

É uma técnica tipicamente utilizada na medição da divergência de lasers dada a sua sensibilidade em medir pequenas divergências sem a necessidade de realizar medições em diversos planos a grandes distâncias da cintura do feixe [14] [15].

5.3 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL DE VARIANTE DA TÉCNICA DO PLANO FOCAL

Dada a falta de acesso a diferentes feixes laser em número suficiente para testar a técnica do plano focal antes da sua utilização na caracterização do laser de microchip desenvolvido, uma variante desta técnica foi desenvolvida e testada com o intuito de familiarizar com a sua implementação prática e de estudar a sua sensibilidade.

A variante desenvolvida tem como objetivo final determinar a distância focal de uma lente de potência desconhecida (em diante designada por lente de teste). Para tal é utilizado um feixe laser colimado que atravessa o sistema óptico composto pela lente de teste e pela lente de focagem. A distância focal da lente de teste pode ser determinada através da análise geométrica do feixe no plano focal da lente de focagem, sendo necessário conhecer o diâmetro inicial do feixe colimado, a distância entre as lentes de teste e de focagem e a distância focal da lente de focagem.

Na Figura 5.3 apresenta-se uma imagem da montagem experimental realizada para a aplicação desta técnica. A lente de focagem de 35 mm de distância focal foi acoplada a uma camera CMOS *Thorlabs DCC1545 M* com 1280x1024 pixéis de resolução. Um feixe laser colimado de 100 mm de diâmetro, proveniente de um interferómetro, foi alinhado com uma abertura de 2,3 mm de diâmetro e com o

conjunto lente de focagem+camera. Entre o diafragma e a lente de focagem foram introduzidas lentes de teste. Dado esta primeira abordagem a esta técnica se centrou na compreensão e calibração do sistema de medição, a distância focal de cada uma das lentes de teste foi previamente determinada com recurso a um focómetro (equipamento que caracteriza a potência óptica de uma lente).

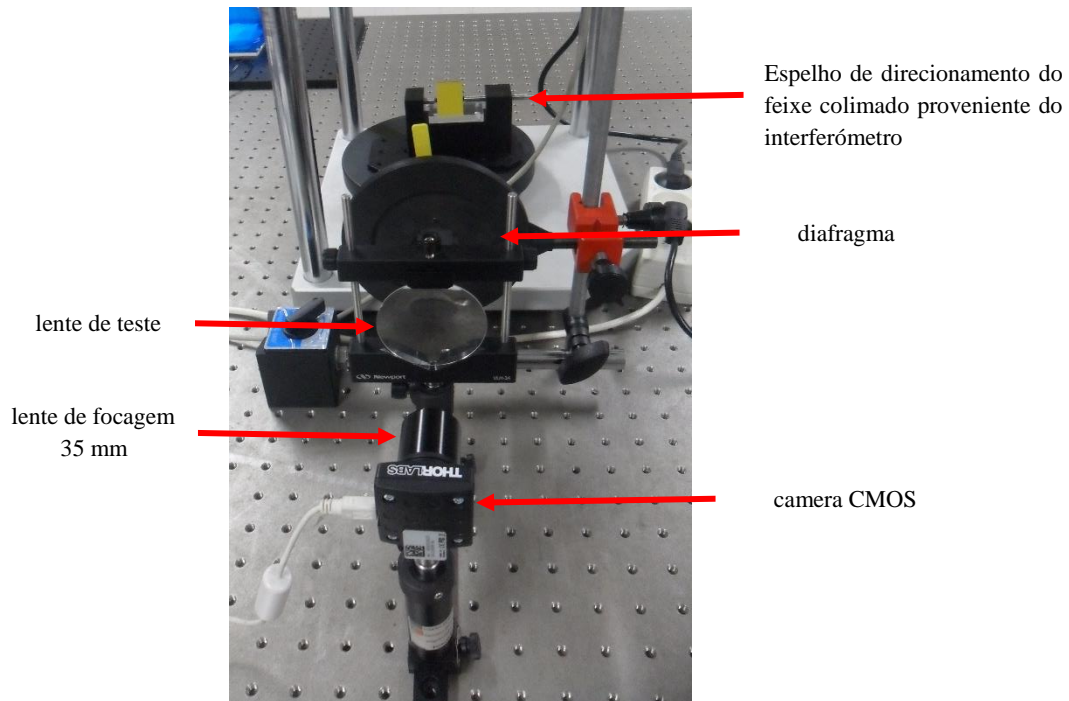


Figura 5.3: Montagem experimental para estudo de variante da técnica do plano focal.

Após o alinhamento do feixe laser do interferómetro com a lente de focagem, o primeiro passo na montagem desta técnica consistiu em focar o melhor possível o sistema no detetor. Para tal, a posição da lente relativamente ao detetor foi iterativamente ajustada até que o número de pixéis iluminados fosse o menor possível. Na Figura 5.4 é mostrado um *zoom* da imagem do feixe focado no detetor juntamente com os perfis de intensidade vertical e horizontal a partir do pixel mais intenso. É visível que a intensidade luminosa apresenta uma distribuição radial simétrica em torno do pixel mais intenso e que a melhor focagem obtida corresponde a aproximadamente 3 pixéis iluminados em cada direção.

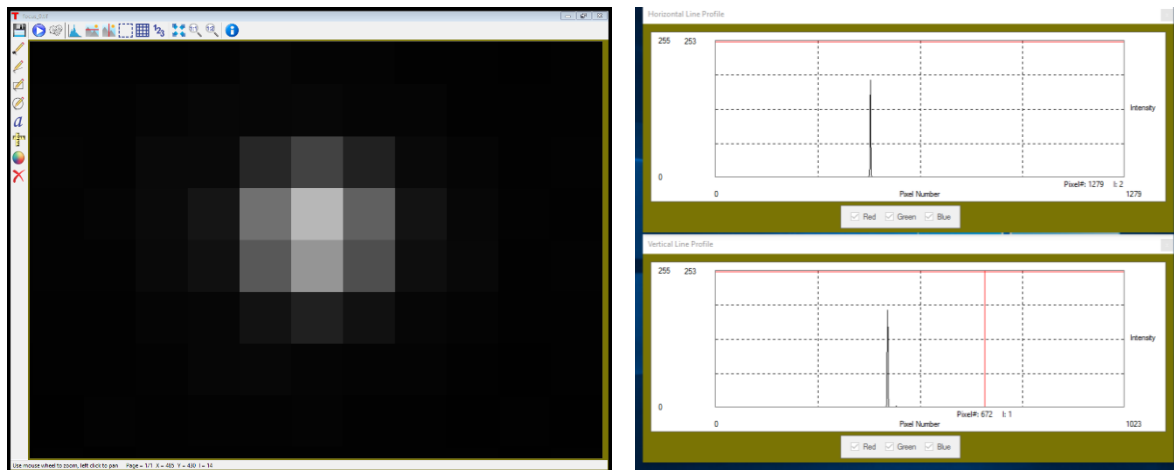


Figura 5.4: Pixéis iluminados na camera CMOS e correspondentes perfis de intensidade vertical e horizontal no plano focal da lente de focagem de 35 mm.

Encontrada a posição ideal, a distância entre a lente de focagem e o detector manteve-se fixa durante a restante calibração.

A partir do perfil de distribuição de intensidade em função dos pixéis foi calculado o valor eficaz (valor *rms* – *root-mean-square*) do raio da mancha focal no detector. O valor *rms* foi calculado traçando o perfil radial em torno do centro da mancha focal e calculando a média ponderada do valor dos desvios a esse ponto central. O valor obtido em número de pixéis foi convertido em comprimento multiplicando-o pela largura de cada pixel indicada pelo fabricante do detector (5,2 μm). O resultado obtido para o valor *rms* do raio da mancha focal do feixe foi de 10,28 μm .

Este procedimento foi posteriormente repetido com todas as imagens obtidas com as diferentes lentes de teste utilizadas, de modo a efetuar a análise com base nos valores *rms* dos raios das manchas obtidas.

A montagem foi reproduzida no *software* de simulação de traçar de raios *Zemax* de modo a determinar um valor esperado proveniente da aberração sem efeitos de difração. Com base nesta simulação foi possível estimar o desvio dos valores obtidos. Nesta simulação foram introduzidos como parâmetros fixos o valor experimental do diâmetro inicial do feixe colimado (2,3 mm) e o tamanho do detector (6 mm). A lente de focagem foi parametrizada de acordo com as especificações de curvatura, índice de refração e dimensão fornecidas pelo fabricante. A distância entre a lente de focagem e o detector foi otimizada pelo *software* de modo a corresponder à melhor focagem possível.

Nestas condições, o valor *rms* obtido na simulação para o raio da mancha focal foi de 3,00 μm . Portanto, com o detector utilizado (pixéis de 5,2 μm), uma focagem perfeita corresponderia à iluminação de um único pixel. Face a este valor, a dimensão da mancha focal determinada experimentalmente (10,28 μm) apresenta um desvio de 243%, facilmente justificável pela incerteza na distância entre a lente de focagem e o detector e pela resolução do último. A mínima diferença entre a distância experimentalmente ajustada e a real distância focal da lente é responsável pelo aumento significativo da mancha focal à escala micrométrica, como é o caso.

Com o objetivo de minimizar o efeito desta diferença no cálculo dos desvios entre os valores experimentais e os valores esperados, a distância entre a lente e o detector na simulação em *Zemax* foi ajustada de modo a aproximar o valor *rms* obtido na simulação do valor *rms* obtido experimentalmente. Essa distância foi alterada de 26,449 mm (distância entre a superfície plana da lente e o detector obtida na otimização computacional da focagem do sistema) para 26,880 mm, com a qual se obteve uma mancha focal de 10,71 μm (representada na Figura 5.5), diminuindo para 4% o desvio entre os valores experimental e esperado. Portanto, este ajuste revela que na montagem experimental a distância entre a lente e o detector deveria ser reduzida na ordem dos 0,430 mm para obter uma focagem perfeita. Na montagem implementada a precisão existente não é suficiente para realizar este ajuste micrométrico.

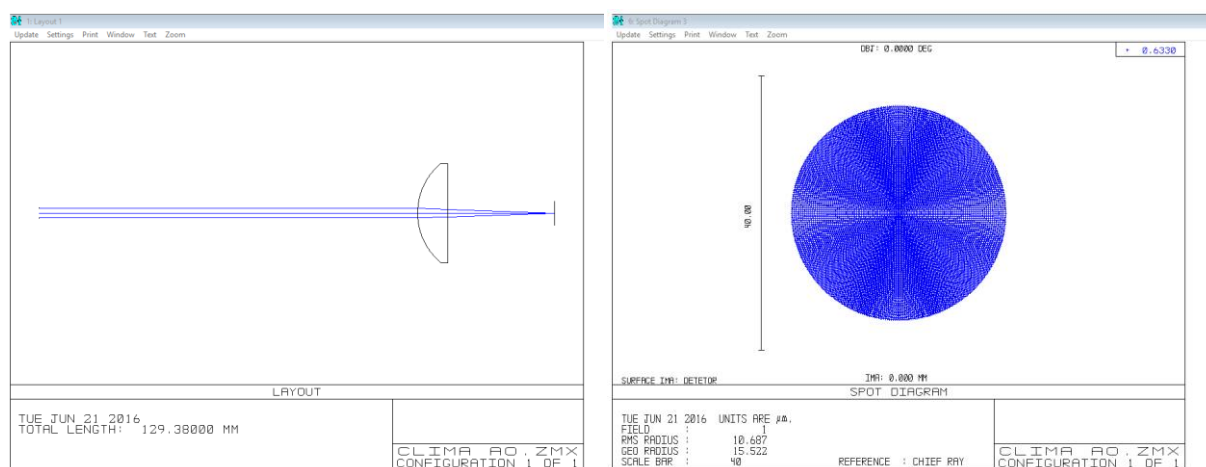


Figura 5.5: Representação da simulação da focagem da lente de 35 mm em *Zemax* e correspondente mancha focal.

Após a focagem do sistema, fundamental para a correta aplicação da técnica, foram registadas e analisadas as manchas no plano focal da lente de focagem produzidas com as diferentes lentes de teste introduzidas no sistema óptico. Na Figura 5.6 apresenta-se como exemplo a imagem obtida com uma lente de teste de 500 mm de distância focal, em que a mancha ilumina aproximadamente 40 pixéis em cada direção radial em torno do seu centro.

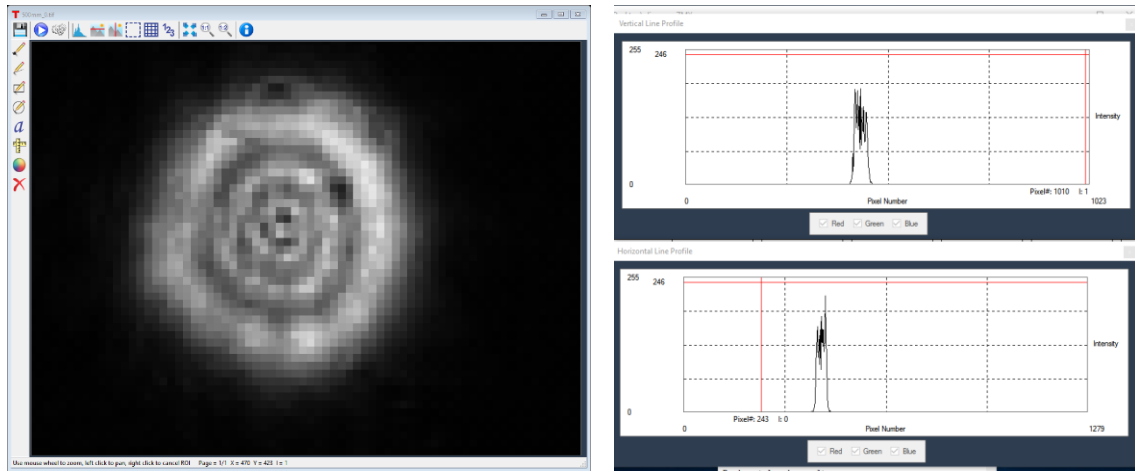


Figura 5.6: Pixéis iluminados na camera CMOS e correspondente perfil de intensidade no plano focal da lente de focagem de 35 mm com lente de teste de 500 mm.

Para efetuar a devida comparação entre o resultado experimental e o resultado da simulação, no sistema óptico simulado em *Zemax* foi adicionada uma lente paraxial. Esta lente é parametrizada por uma distância focal igual à da lente de teste utilizada experimentalmente e pela distância à lente focagem, a qual também corresponde à distância estipulada na experiência. O facto de as lentes de teste serem paraxiais na simulação deve-se ao desconhecimento das especificações das mesmas (raios de curvatura, espessura e índice de refração), uma vez que foram utilizadas lentes oftálmicas caracterizadas exclusivamente em distância focal.

No caso da lente de teste de 500 mm, o raio da mancha no plano focal da lente de 35 mm tem 67,052 μm de valor *rms* experimental e 60,724 μm de valor *rms* simulado (Figura 5.7), o que corresponde a um desvio de 10% entre resultados.

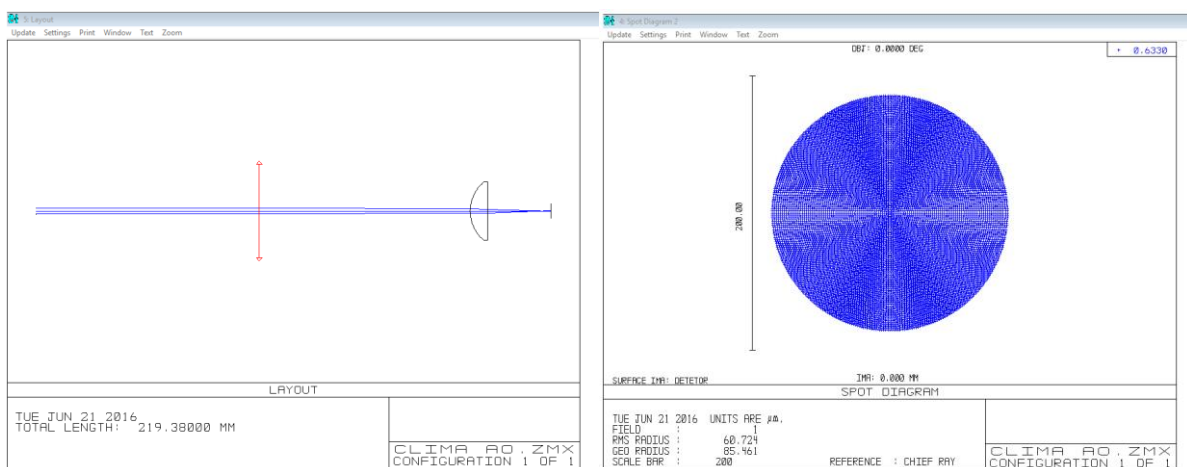


Figura 5.7: Representação da simulação em *Zemax* da variante da técnica do plano focal com lente de teste de 500 mm e correspondente mancha no plano focal da lente de focagem de 35 mm.

No gráfico da Figura 5.8 apresentam-se os valores *rms* do raio da mancha no plano focal da lente de 35 mm obtidos experimentalmente e estimados através das simulações em *Zemax* para cada lente de teste utilizada.

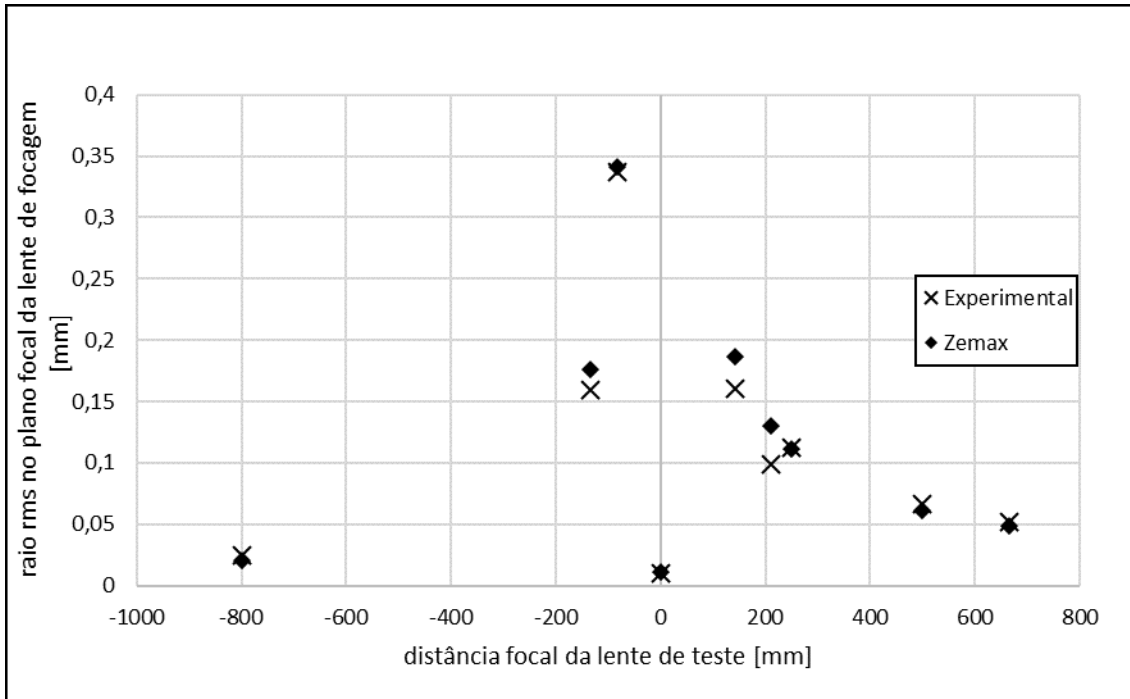


Figura 5.8: Valores *rms* experimentais e estimados pela simulação em *Zemax* do raio da mancha no plano focal da lente de focagem de 35 mm em função da distância focal da lente de teste.

No gráfico da Figura 5.9 estão representados os respectivos desvios relativos entre valores estimados e experimentais para cada lente de teste.

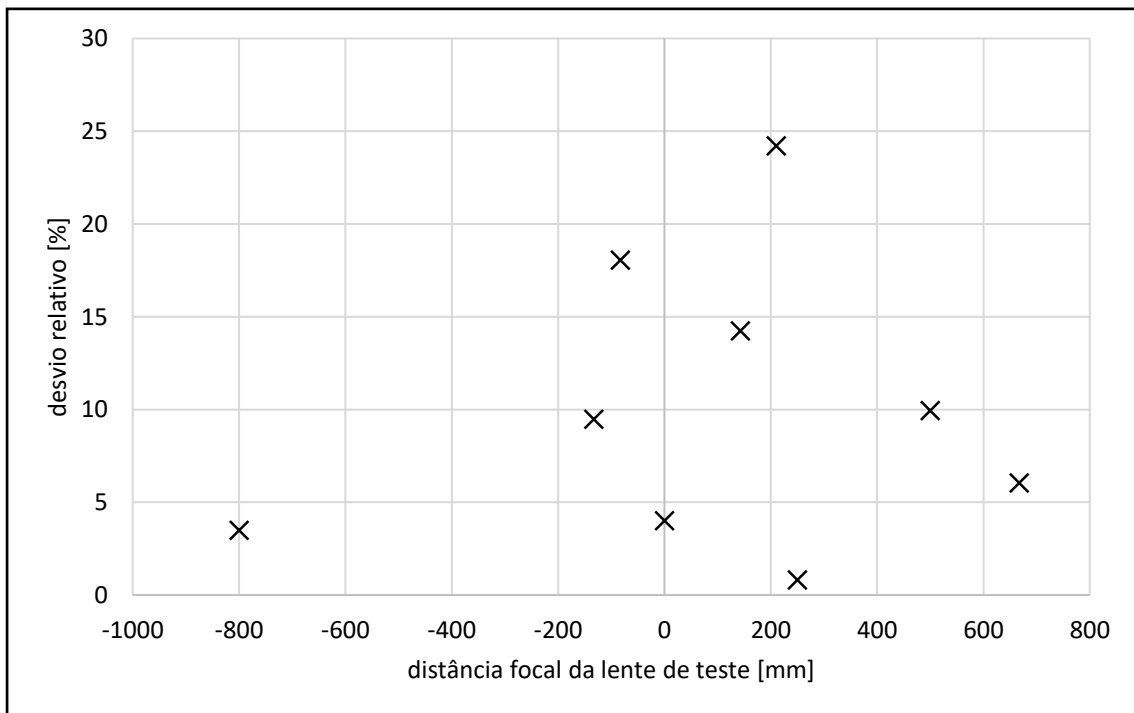


Figura 5.9: Desvios relativos entre os valores *rms* experimentais e estimados pela simulação em *Zemax* do raio da mancha no plano focal da lente de focagem de 35 mm em função da distância focal da lente de teste.

Os desvios são maioritariamente inferiores a 15%, o que é aceitável tendo em consideração as incertezas experimentais associadas à distância entre as lentes de teste e de focagem (± 10 mm), à distância focal da lente de teste (entre $\pm 0,8$ mm para a lente de -83 mm e ± 55 mm para a lente de 667 mm), e, sobretudo, à utilização de uma lente paraxial na parametrização da lente de teste na simulação em *Zemax*. Como explicado anteriormente, a sensibilidade micrométrica desta técnica tem como consequência o facto de estas pequenas incertezas conduzirem a diferenças significativas entre os resultados experimentais e os resultados das simulações.

A resolução digital do detetor ($5,2\text{ }\mu\text{m}$) é também uma fonte crítica na sensibilidade desta técnica dado que, para lentes de distância focal >500 mm ou <-500 mm, o valor *rms* do raio da mancha no plano focal da lente de focagem é inferior a $50\text{ }\mu\text{m}$. Consequentemente, este fator limita a precisão no ajuste da distância entre a lente de focagem e o detetor, juntamente com o método utilizado para a realização desse ajuste.

Analisando o gráfico da Figura 5.8 verifica-se ainda a simetria existente em torno do eixo das ordenadas. Isto significa que, para duas lentes de teste com distâncias focais simétricas, a dimensão da mancha no plano focal da lente de focagem é teoricamente igual. Isto mostra que este método desenvolvido é limitado relativamente à distinção entre lentes positivas e negativas caso se analise exclusivamente a dimensão da mancha no plano do detetor.

5.4 CONCLUSÃO

O estudo experimental/calibração desta variante da técnica do plano focal permitiu observar a sensibilidade da técnica, com a qual foi possível resolver variações da ordem de $10\text{ }\mu\text{m}$ no valor *rms* do raio do feixe no plano do detetor da camera CMOS. Essa capacidade de resolução traduziu-se na possibilidade de calibrar o sistema com lentes de teste de distância focal elevada (em valor absoluto). A calibração com a lente de menor potência disponível (-800 mm de distância focal) apresentou um desvio de apenas 3,5% face ao valor obtido na simulação em *Zemax* nas mesmas condições.

Os resultados verificados nesta implementação experimental são satisfatórios, pelo que a técnica do plano focal é considerada como válida para ser aplicada na caracterização do feixe laser de 1550 nm emitido pelo laser de Er:Yb desenvolvido.

6 MONTAGEM DE UM LASER DE MICROCHIP

Neste capítulo é descrita toda a montagem e o procedimento experimental realizado no desenvolvimento e estudo do laser de microchip de Er:Yb. Este estudo centrou-se exclusivamente no comportamento do laser em modo contínuo, pelo que não foi utilizado o absorvedor saturável de Co^{2+} na cavidade óptica que permite pulsar o laser de microchip, como explicado em 3.2 Lasers de microchip pulsados por Q-Switching passivo.

6.1 CAVIDADE ÓPTICA

6.1.1 Meio ativo

O meio ativo do laser desenvolvido consiste num vidro de fosfato co-dopado com iões de Er^{3+} e Yb^{3+} , em concentrações de $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ e $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, respetivamente, e com $4 \times 4 \text{ mm}^2$ de área.

Foram utilizados, separadamente, dois meios ativos distintos, com 1 mm e 1,5 mm de espessura, com o intuito de estudar a influência do volume do meio ativo. A área e as concentrações de Er^{3+} e Yb^{3+} nos dois meios ativos utilizados são iguais.

A face de entrada do meio ativo, onde incide o laser de bombeamento, possui um revestimento antirreflexo para os 980 nm (AR@980 nm), de modo a maximizar a eficiência do bombeamento óptico, e um revestimento altamente refletivo (>99%) para os 1550 nm (HR@1550 nm) que atua como espelho da cavidade ressonante para o feixe laser gerado no seu interior.

Na **Figura 6.1** é apresentada uma fotografia do vidro de fosfato utilizado como meio ativo do laser de microchip desenvolvido. A cor rosada deve-se aos revestimentos da face de entrada.



Figura 6.1: Meio ativo do laser de microchip de Er:Yb desenvolvido: vidro de fosfato dopado com iões de Er^{3+} ($1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) e Yb^{3+} ($2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), com $4 \times 4 \times 1 \text{ mm}^3$ de dimensão e com revestimentos AR@980 nm e HR@1550 nm numa das faces.

6.1.2 Espelho de saída

O espelho de saída constitui a segunda face da cavidade ressonante. Trata-se de uma lâmina de vidro com uma face revestida com tratamento parcialmente refletivo (98%) para o comprimento de onda de 1550 nm. O espelho tem dimensão de $4 \times 4 \times 1 \text{ mm}^3$.

Alternativamente, o mesmo revestimento poderia ser implementado diretamente na face de saída do meio ativo, eliminando a necessidade de um segundo elemento óptico. Neste caso, por se tratar de um laser em fase de protótipo, com as diferentes propriedades em fase de estudo, optou-se por esta solução para permitir testar diferentes revestimentos na face de saída da cavidade óptica. Contudo, o estudo da utilização de diferentes revestimentos encontra-se fora do âmbito deste trabalho.

O espelho é colocado após o meio ativo com a face refletiva virada para a face de saída do meio ativo. Após o devido alinhamento em posição e paralelismo entre os dois elementos, fica constituída a cavidade óptica do laser de microchip.

Na **Figura 6.2** é apresentada uma fotografia do espelho de saída.

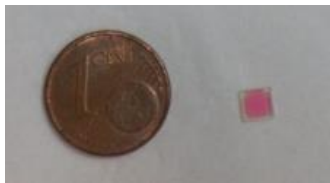


Figura 6.2: espelho de saída do laser de microchip de Er:Yb desenvolvido, com revestimento parcialmente refletivo@1550 nm.

6.2 EQUIPAMENTO

6.2.1 Laser de bombeamento

Como explicado anteriormente, um laser de microchip é opticamente bombeado por outro laser, cujo feixe é focado no meio ativo.

Na montagem implementada, foi utilizado um laser de díodo como laser de bombeamento. Este tipo de laser consiste numa junção p-n combinada com uma cavidade ressonante, como representado esquematicamente na Figura 6.3. A cavidade é definida pelos revestimentos refletivo e parcialmente refletivo depositados nas extremidades planas e paralelas da estrutura do semiconductor durante o seu fabrico. Os fótons são gerados na região de depleção da junção, através da recombinação de buracos da região p e eletrões da região n quando é aplicada uma corrente elétrica no sentido direto (potencial mais elevado na região p). Os fótons oscilam dentro da cavidade, gerando novos fótons através das colisões com outros átomos. Após um determinado valor de tensão aplicada à junção, a densidade de fótons gerados na região de depleção é suficiente para que ocorra amplificação e consequente emissão laser pela extremidade do revestimento parcialmente refletivo.

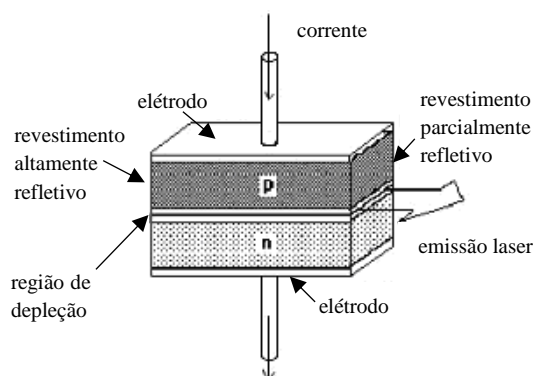


Figura 6.3: Representação esquemática de um laser de díodo. Adaptado de [21].

Estruturalmente, o laser de díodo consiste num chip semiconductor e nos respetivos fios elétricos, sendo tipicamente comercializado com um encapsulamento metálico que protege o laser do seu próprio aquecimento, facilitando a dissipação de calor. Existem diversos tipos de encapsulamentos comercialmente disponíveis, permitindo que se possa escolher o mais adequado à necessidade da aplicação.

Neste caso, para simplificar o sistema de focagem do laser de bombeamento, foi escolhido um laser de díodo já previamente acoplado a uma fibra óptica, com encapsulamento em borboleta de 14 pins. O esquema deste tipo de encapsulamento corresponde ao da Figura 6.4 (a).

Como representado na Figura 6.4 (b), no interior do encapsulamento encontra-se um dispositivo de Peltier conectado a uma base onde assentam os restantes componentes. Sobre uma superfície que atua como dissipador de calor é colocado o chip do laser de díodo, juntamente com o termístor que monitoriza

a temperatura do laser. O fotodíodo presente no dispositivo permite monitorizar a potência óptica do feixe laser produzido, medindo a potência do feixe residual que é emitido pela face altamente refletiva da cavidade laser. O feixe laser produzido é colimado por uma lente, atravessa um isolador óptico e é direcionado para a fibra óptica de saída por uma segunda lente. O isolador óptico garante a unidirecionalidade do feixe, evitando que reflexões do feixe atinjam e danifiquem o chip.

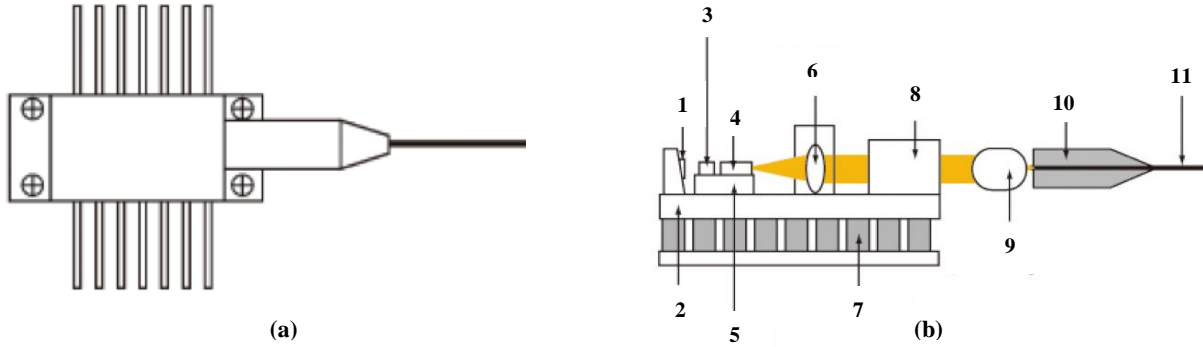


Figura 6.4: Representação esquemática do exterior (a) e do interior (b) de um laser de díodo com encapsulamento de borboleta de 14 pins. Adaptado de [22].

Legenda: 1 – fotodíodo; 2 – base; 3 – termístor; 4 – laser de díodo; 5 – dissipador de calor; 6 – lente colimadora; 7 – dispositivo de Peltier; 8 – isolador óptico; 9 – lente coletora; 10 – ferrule; 11 – fibra ótica.

A temperatura do laser de díodo é uma das propriedades críticas durante a sua operação, tendo um impacto importante no comprimento de onda da luz produzida. É necessário um controlo da mesma de modo a manter estabilizadas as propriedades ópticas do dispositivo e preservar a sua qualidade de funcionamento. A aplicação do efeito de Peltier [16] é um dos principais mecanismos de controlo da temperatura de um laser de díodo. Este efeito termoelétrico reversível caracteriza-se pela absorção ou dissipação de calor numa junção de dois metais distintos através da passagem de uma corrente elétrica.

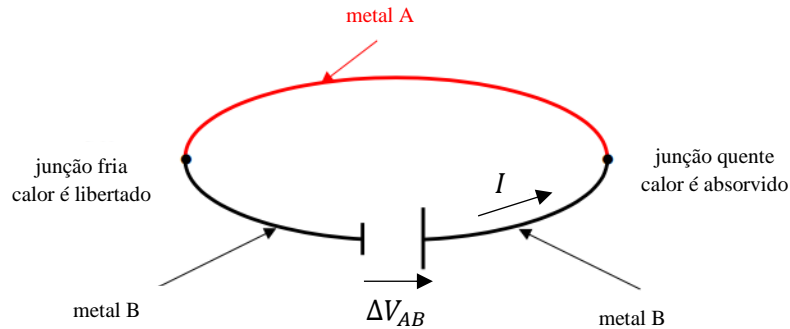


Figura 6.5: Representação do efeito de Peltier. A passagem de corrente elétrica por duas junções bimetalicas a temperaturas distintas retira calor da região quente para a região fria. Adaptado de [24].

A potência P absorvida ou dissipada sob a forma de calor é diretamente proporcional à corrente elétrica I aplicada, de acordo com a equação (6.1), em que P_{AB} é o coeficiente de Peltier relativo entre os metais A e B, característica da junção bimetalica.

$$P = P_{AB}(T)I \quad (6.1)$$

Através da aplicação deste efeito, juntamente com um sistema de controlo, é possível arrefecer ou aquecer um laser de díodo de modo a manter a sua temperatura ideal de operação.

Nesta montagem foi utilizado um laser de diodo modelo RL975M-3WFC da *Roithner LaserTechnik*, controlado em temperatura e corrente pelo equipamento ITC4005 da *Thorlabs*, o qual permite monitorizar e ajustar as propriedades de operação do laser através de circuitos de controlo. A interface entre o sistema de controlo e o laser de diodo é realizada o intermédio do suporte LM14S2 da *Thorlabs* para montagem de lasers com encapsulamento de borboleta de 14 pins.



Figura 6.6: (a) Suporte LM14S2 da *Thorlabs* para montagem de lasers com encapsulamento de 14 pins. (b) Controlador de corrente e temperatura de lasers de diodo ITC4005 da *Thorlabs*.

6.2.2 Medidor de potência óptica

A medição da potência óptica dos diferentes feixes laser analisados ao longo deste trabalho foi efetuada com um *thermopile*, sensor cujo princípio de funcionamento se baseia na conversão de energia térmica em energia elétrica.

A conversão termoelétrica no sensor é efetuada pelo conjunto de termopares que o constitui, ou seja, um conjunto de junções bimetálicas nas quais se verifica o efeito de Seebeck [16]. Isto significa que uma diferença de temperatura entre quaisquer duas junções induz uma diferença de tensão proporcional nas mesmas.

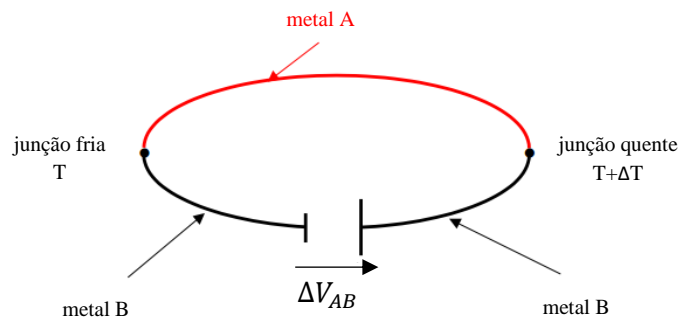


Figura 6.7: Representação do efeito de Seebeck. Duas junções bimetálicas a temperaturas distintas induzem uma diferença de potencial. Adaptado de [24] .

A relação entre a diferença de potencial ΔV_{AB} e a diferença de temperatura ΔT_{AB} para uma junção ideal é descrita pela equação (6.2), em que S_{AB} é designado de coeficiente de Seebeck, com unidades de V/K. Este coeficiente é uma propriedade da junção bimetálica, sendo obtido pelo módulo da diferença entre os coeficientes de Seebeck dos dois metais, A e B, que compõem a junção.

$$\Delta V_{AB} = S_{AB}(T)\Delta T \quad (6.2)$$

Dado que tipicamente o coeficiente de Seebeck de um termopar é da ordem do $\mu\text{V/K}$, num *thermopile* são conectadas diversas junções em série de modo a aumentar consideravelmente a sensibilidade do detector. Estruturalmente, o *thermopile* é caracterizado por um conjunto de junções entre metais A e B, alternadamente em contacto com uma zona quente, onde incide o feixe laser, e uma zona fria, a qual é mantida a uma temperatura de referência. Por norma, os *thermopiles* apresentam uma geometria circular. As junções quentes (ou junções ativas) localizam-se na região interior, onde incide o laser, enquanto que as junções frias (ou junções de referência) se localizam na periferia do detector. O esquema deste tipo de estrutura encontra-se representado na **Figura 6.8**.

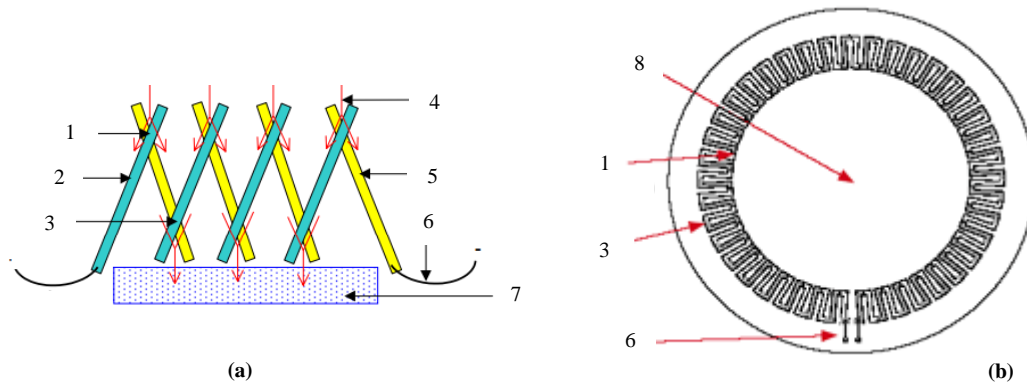


Figura 6.8: Representação da ligação em série das junções bimetálicas de um *thermopile* (a) e da sua disposição num detetor com geometria circular (b). Adaptado de [24] (a) e [25] (b).
 Legenda: 1 – junção ativa/quente; 2 – metal A; 3 – junção de referência/fria; 4 – fluxo térmico; 5 – metal B; 6 – conexões elétricas; 7 – dissipador de calor; 8 – região de incidência do laser.

A potência do feixe laser absorvida pelo detetor é convertida em calor que flui radialmente das junções quentes para as junções frias, criando-se assim um gradiente térmico proporcional à potência incidente. De acordo com a equação (6.2), esse gradiente resulta numa diferença de tensão entre as junções do detetor, a qual é medida.

O processo de medição é independente da temperatura ambiente [17], dado que apenas as diferenças de temperatura afetam a tensão gerada.

A resposta do detetor é praticamente independente do tamanho e da posição do feixe laser [17], uma vez que todo o calor absorvido flui pelos termopares. Relativamente à posição do feixe, os termopares mais próximos da posição do feixe tendem a aquecer mais que os circundantes. Contudo, como é medida a contribuição de todos os termopares que constituem o detetor, o valor resultante é equivalente ao caso de um feixe com a mesma potência uniformemente distribuída por toda a área do detetor.

Os *thermopiles* são detetores com tempo de resposta lento, na ordem dos segundos, pelo que não são adequados para medir a potência de pulso de um laser pulsado com frequência superior a poucos Hertz. No entanto, são indicados para medir a potência de um único pulso num intervalo de tempo considerável ou para medir a potência de feixes em modo contínuo.

Neste trabalho foi utilizado o modelo 919P-003-10 da *Newport*, com sensibilidade homogénea ao longo da gama dinâmica de $0,11\ \mu\text{m}$ a $11\ \mu\text{m}$. Permite a medição da potência de lasers até 3 W, com tempo de resposta de 1,8 s. Como leitor e interface gráfica do medidor de potência foi utilizado o modelo 1918-R da *Newport*.



Figura 6.9: (a) *Thermopile* modelo 919P-003-10 da *Newport* e (b) medidor de potência ótica modelo 1918-R da *Newport* utilizados na análise da potência dos lasers durante o trabalho experimental.

6.2.3 Analisador de feixe

Para caracterizar o perfil do feixe laser de 1550 nm produzido foi utilizado um analisador de feixe com tecnologia de varrimento de fenda.

Um analisador de feixe por varrimento de fenda consiste num detetor de potência óptica e numa banda rotatória onde se localiza uma pequena abertura, a fenda. A banda gira continuamente em torno do detetor, fazendo com que o feixe laser a analisar incida no detetor apenas durante o intervalo de tempo que a fenda demora a atravessá-lo. Deste modo, o feixe é bloqueado durante um longo período do ciclo de análise do detetor, permitindo que feixes laser de grande potência óptica (da ordem das dezenas de watt) possam ser analisados sem danificar o detetor.

Esta característica representa uma grande vantagem dos analisadores de feixe por varrimento face aos analisadores baseados em cameras do tipo CCD ou CMOS. As cameras por norma necessitam de atenuação externa, através de filtros, para reduzir a potência óptica do feixe no detetor, uma vez que o processo de amostragem não é suficiente para atenuar devidamente a potência do feixe. Consequentemente, esta tecnologia não é tão vantajosa para feixes de alta potência devido à possibilidade de aparecimento de artefactos derivado ao uso de filtros, os quais podem inclusive não suportar as potências mais elevadas e danificarem-se.

Neste trabalho foi utilizado o analisador de feixe *Thorlabs BP209-IR*. É composto por um detetor de InGaAs, com gama dinâmica em comprimento de onda entre os 900 nm e os 1700 nm, e duas fendas ortogonais, as quais permitem a realização de um varrimento do feixe segundo duas direções: horizontal e vertical. A taxa de varrimento é controlável, sendo variável entre 2 Hz e 20 Hz. Este parâmetro deve ser ajustado com base num compromisso entre a resolução pretendida (é tanto melhor quanto menor for a taxa de varrimento, variando entre 0,124 μm e 1,24 μm) e a potência do feixe (uma taxa de varrimento superior permite a análise de feixes de maior potência sem comprometer o correto funcionamento do detetor). Através de um mecanismo de rastreamento da posição exata da fenda, o *software Thorlabs Beam 6.0*, disponibilizado pelo fabricante do analisador de feixe, integra a potência do feixe laser analisado e reconstrói o perfil do mesmo assumindo um perfil do tipo gaussiano. O *software* permite a reconstrução do feixe em 2D e em 3D, podendo ser analisado em tempo real em cada varrimento efetuado ou após acumular o máximo registado em cada posição.

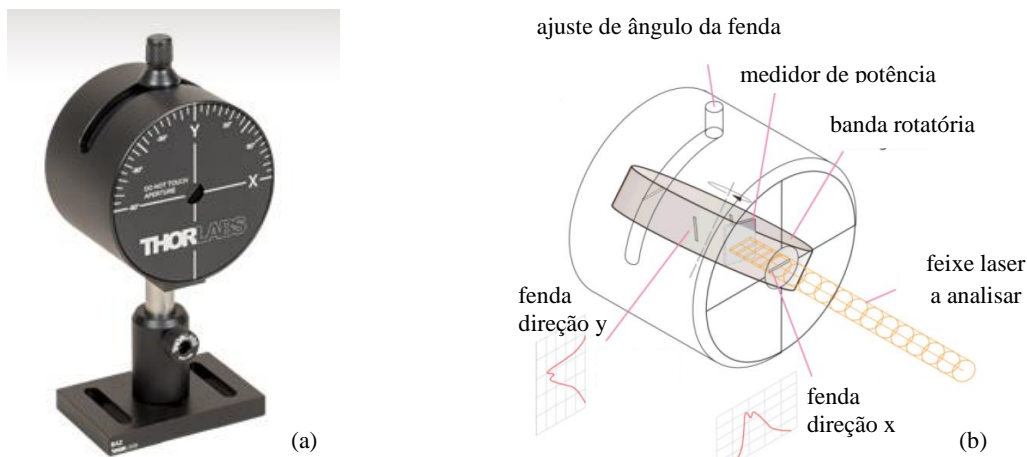


Figura 6.10: Composição externa (a) e interna (b) do analisador de feixe por varrimento de fenda Thorlabs BP209-IR.

Este equipamento permite analisar feixes de diâmetro entre $2,5\ \mu\text{m}$ e $9\ \text{mm}$, correspondendo o máximo à dimensão da abertura do detector. O detector possui dois pares de fendas: de $5\ \mu\text{m}$ aconselhadas para analisar feixes de dimensão superior a $20\ \mu\text{m}$, através do mecanismo de varrimento típico; de $25\ \mu\text{m}$, específicas para analisar feixes de dimensão inferior a $20\ \mu\text{m}$ através do mecanismo *knife edge*, caracterizado por uma integração contínua do feixe à medida que a fenda o atravessa. Neste último método, dado que a fenda é maior que o feixe, a potência medida pelo detector aumenta desde o zero até ao máximo (durante a transição de um dos limites da fenda de uma extremidade do feixe até à extremidade oposta), no qual se mantém durante um intervalo de tempo (enquanto nenhum dos limites da fenda cobre o feixe) e diminui progressivamente até ao zero (durante a transição do outro limite da fenda entre as extremidades do feixe).

6.2.4 Estágios e suportes ópticos

A produção de um feixe laser numa cavidade ressonante composta por diversos elementos ópticos requer um alinhamento minucioso da cavidade ressonante, sobretudo ao nível do paralelismo das faces, de modo a garantir constantes reflexões nas extremidades da cavidade que permitam a geração de um ganho superior às perdas.

Dada esta necessidade, a montagem experimental do laser foi projetada de forma a permitir o maior número possível de graus de liberdade no movimento dos diferentes elementos que o compõem, nomeadamente o feixe do laser de bombeamento, o meio ativo e o espelho de saída.

Para tal, esses elementos foram individualmente montados sobre estágios lineares, permitindo ajustes micrométricos manuais em duas direções ortogonais (X e Y). Os postes utilizados permitiram igualmente um ajuste vertical dos elementos ópticos (segundo a direção Z).

Todos os elementos foram montados em suportes com ajuste de inclinação micrométrica bidirecional (ajuste *tip-tilt*), como o da **Figura 6.11**.

A combinação destes tipo de suportes e dos estágios lineares permitiu efetuar um alinhamento preciso da cavidade ressonante através de ajustes em 5 eixos distintos.

Para a montagem de cada elemento óptico no respetivo suporte foi também necessária a utilização de outros acessórios específicos para o efeito, dentro da variedade comercialmente disponível.



Figura 6.11: Suporte KM2000 da *Thorlabs*, com ajustes micrométricos de inclinação em duas direções (ajuste *tip-tilt*), utilizado em todos os elementos ópticos do laser de microchip.

Contudo, para os vidros de 4x4 mm do meio ativo e do espelho de saída da cavidade óptica do laser de microchip desenvolvido foi necessário criar um suporte customizado que encaixasse nos suportes ópticos comerciais com ajuste micrométrico de inclinação.

O suporte foi desenhado em *SolidWorks* e foram produzidas duas unidades em alumínio numa fresadora CNC (*Computer Numeric Control*) nas instalações do Departamento de Física. Como apresentado na Figura 6.12 (a), o suporte consiste numa base circular com duas ranhuras de 4 mm de largura. O vidro é colocado no centro do suporte e fixado por um conjunto de 3 apertos, evidenciados na vista explodida da Figura 6.12 (b). O orifício de 3 mm de diâmetro no centro do suporte permite a entrada do feixe de bombeamento e a saída do feixe produzido na cavidade.

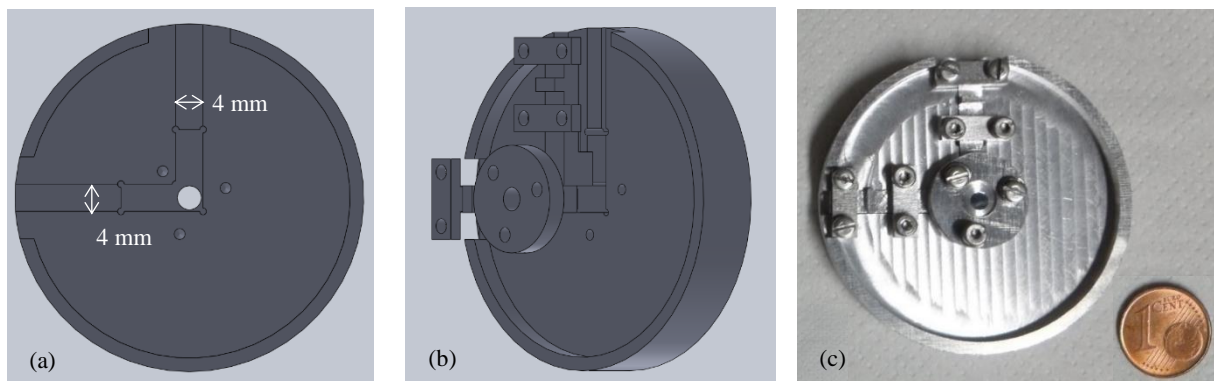


Figura 6.12: Suporte dos vidros de 4x4 mm² (meio ativo e espelho de saída): (a) desenho CAD da base do suporte; (b) vista explodida do desenho CAD dos suportes, com o sistema de 3 apertos; (c) suporte produzido em alumínio numa fresadora CNC.

6.3 MONTAGEM EXPERIMENTAL

6.3.1 Sistema de alinhamento

O alinhamento inicial dos diversos elementos que compõem a montagem experimental do laser de microchip foi efetuado com recurso a um laser de hélio-néon, modelo *1057P* da *JDSU*. À saída do laser foi colocada uma pequena abertura, de dimensão ligeiramente superior ao diâmetro do feixe laser emitido, com o objetivo de visualizar o feixe refletido pela superfície a alinhar.

Uma superfície considera-se corretamente alinhada com o laser de alinhamento quando o feixe refletido se sobrepõe por completo ao feixe emitido. Portanto, considera-se que o critério de alinhamento é satisfeito quando se ajusta a posição da superfície a alinhar de tal modo que o feixe refletido atravessa o orifício à saída do laser. Todos os elementos inseridos na montagem foram inicialmente alinhados com base na técnica e no respetivo critério acima mencionados.

Como apresentado na **Figura 6.13**, o sistema de alinhamento da montagem é composto por dois conjuntos de componentes:

- O laser de alinhamento, montado sobre uma base elevatória que permite o ajuste vertical da posição do feixe de alinhamento. Assim é possível ajustar a altura do feixe de alinhamento de forma a fazer coincidir a altura do sistema de alinhamento com a altura do primeiro componente a alinhar.
- O espelho plano de direcionamento do feixe de alinhamento, montado num suporte com ajuste micrométrico de inclinação bidirecional (ajuste *tip tilt*). Por sua vez, este suporte foi montado sobre um carril óptico, o qual permite o ajuste manual da posição do conjunto. Estes três graus de liberdade associados à posição e à inclinação do espelho permitem direcionar corretamente o feixe de alinhamento para a base de montagem óptica.



Figura 6.13: Sistema de alinhamento da montagem do laser de microchip, constituído por um laser de He:Ne, um espelho plano e os respetivos suportes.

A direção do feixe de alinhamento foi ajustada de modo a alinhá-lo paralelamente com a base de montagem óptica. A monitorização deste alinhamento foi realizada com recurso a duas superfícies planas e com um orifício circular, à semelhança do colocado à saída do laser de alinhamento. As superfícies foram fixadas por suportes em cada uma das duas extremidades da base de montagem transversais à direção do feixe. Foi garantido o paralelismo entre elas e a concentricidade dos seus orifícios.

A posição e a inclinação do espelho de direcionamento foram ajustadas até fazer coincidir o percurso óptico do feixe de alinhamento com os dois orifícios nas extremidades da base óptica, garantindo assim o alinhamento.

6.3.2 Sistema de focagem

O sistema de focagem do feixe de bombeamento é constituído por um colimador modelo *TC18FC-980* da *Thorlabs* e uma lente plano-convexa de 50 mm de distância focal.

O colimador é constituído por um conjunto de três lentes e possui um encaixe que permite conectar diretamente a fibra óptica de saída do laser de diodo. O feixe à saída do colimador apresenta um diâmetro da ordem dos 4 mm com divergência da ordem de $0,018^\circ$, segundo as especificações dadas pelo fabricante.

A lente foi colocada imediatamente após o colimador, ambos dentro de um suporte de lentes tubular. Este conjunto de ópticas foi montado num suporte com ajuste micrométrico *tip-tilt* e sobre um estágio linear bidirecional.

O sistema de focagem foi alinhado através da técnica de análise da reflexão do feixe de alinhamento na lente, como anteriormente descrito.

6.3.3 Sistema de análise do feixe laser de bombeamento.

Antes da montagem completa do laser de microchip, a dimensão do feixe de bombeamento na região do plano focal da lente de 50 mm foi analisada com uma camera CMOS modelo *DCC1545M* da *Thorlabs*. O sensor, de silício, apresenta uma eficiência quântica da ordem de 10% para o comprimento de onda de 980 nm do feixe laser de bombeamento. Dada a elevada sensibilidade do sensor da camera e a elevada irradiância do feixe focado, foi necessário filtrar a potência do feixe antes de incidir na camera. Foram utilizados dois filtros neutros de densidade óptica 3 e 5 (OD3 e OD5), perfazendo uma atenuação de 10^8 .

Na **Figura 6.14** apresenta-se a montagem implementada para a realização desta análise. O ajuste micrométrico do estágio linear onde foi montado o sistema de focagem permitiu ajustar a distância entre este e o sensor da camera de modo a posicioná-lo com precisão no foco do feixe de bombeamento. O feixe foi ainda analisado noutras posições em torno do foco com o intuito de estudar a relação entre a distância ao plano focal e a dimensão do feixe.

As imagens foram obtidas com o *software ThorCam*, disponibilizado pela *Thorlabs*, e processadas com o *software QFitsView*, tal como realizado no estudo da variante da técnica do plano focal, descrito em 5.3 Implementação experimental de variante da técnica do plano focal.

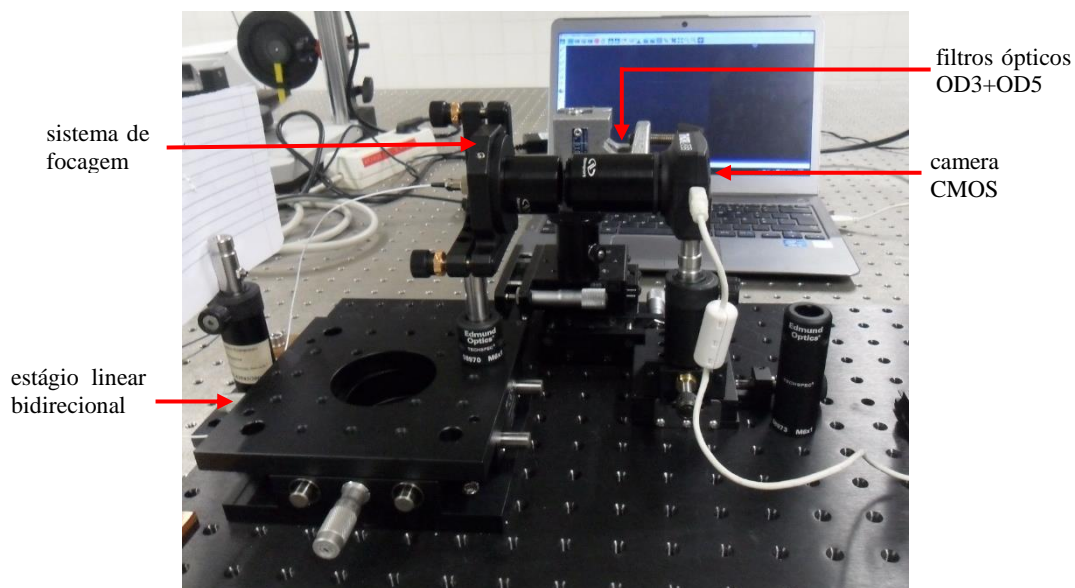


Figura 6.14: Montagem do sistema de análise da dimensão do feixe de bombeamento de 980 nm focado pela lente de 50 mm.

6.3.4 Meio ativo

Após a análise do feixe de bombeamento, o conjunto de suportes do meio ativo de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ foi montado numa combinação de estágios lineares imediatamente após o estágio do laser de bombeamento, a uma distância de aproximadamente 50 mm relativamente à lente de focagem. Este posicionamento garante que o meio ativo se localiza na região em torno do foco do feixe de bombeamento, necessitando apenas do ajuste fino dos estágios lineares para otimizar a posição. O alinhamento do paralelismo do

meio ativo foi efetuado recorrendo novamente à técnica de análise da reflexão do laser de alinhamento na face de saída do meio.

Em seguida efetuou-se o ajuste micrométrico da distância entre o sistema de focagem do bombeamento e o meio ativo, para garantir que o foco do feixe de bombeamento se situava dentro do meio ativo.

A otimização foi efetuada recorrendo ao fenómeno de fluorescência do vidro dopado com érbio e itérbio, originada pelo *up-conversion* resultante do bombeamento com o laser de 980 nm (fenómeno descrito na secção 3.4 Lasers de microchip de Er:Yb pulsados por *Q-switching* passivo com Co²⁺ Spinel). Na Figura 6.15 (b) é visível a fluorescência no meio ativo. Assim, fez-se incidir o feixe de bombeamento focado no meio ativo e ajustou-se micrometricamente a posição dos estágios lineares até visualizar um máximo de fluorescência. Apesar de ser meramente qualitativo, este critério garante que a posição ótima do meio ativo relativamente ao sistema de focagem se encontra próximo da posição definida neste ajuste.

Um ajuste final, com critério quantitativo, foi posteriormente efetuado e encontra-se descrito na secção 6.3.6 Alinhamento de precisão.

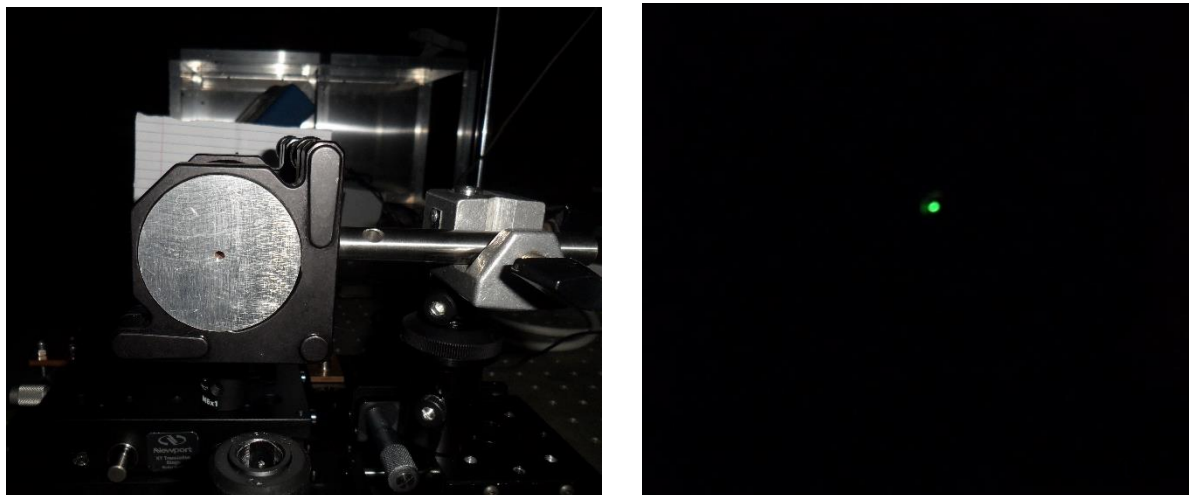


Figura 6.15: Fotografias com e sem *flash* do meio ativo inserido na montagem experimental do laser de microchip. Na imagem (b) evidencia-se a fluorescência do vidro dopado com Er:Yb, na região do verde, devida à focagem do feixe de bombeamento de 980 nm.

6.3.5 Espelho de saída

O espelho de saída, com dimensões de 4x4x1 mm³, foi inserido num suporte igual ao do meio ativo. O conjunto de suportes do espelho foi colocado numa posição que permitia minimizar a distância ao meio ativo, minimizando assim a dimensão da cavidade óptica.

O processo de alinhamento rigoroso foi efetuado do mesmo modo que os anteriores, ajustando a direção do feixe de alinhamento refletido no espelho.

Após este alinhamento, todos os elementos ópticos necessários para a produção do feixe laser de 1550 nm ficaram devidamente inseridos e alinhados na montagem experimental do laser de microchip.

A qualidade do alinhamento individual de cada elemento óptico foi confirmada ao obter emissão laser de 1550 nm imediatamente após ligar o laser de bombeamento e atingir a potência de bombeamento necessária para que o ganho na cavidade ultrapassasse as perdas.

Para a visualização do feixe laser de 1550 nm utilizou-se um cartão fotossensível a feixes de infravermelho. Na Figura 6.16 mostra-se o método de visualização do feixe.

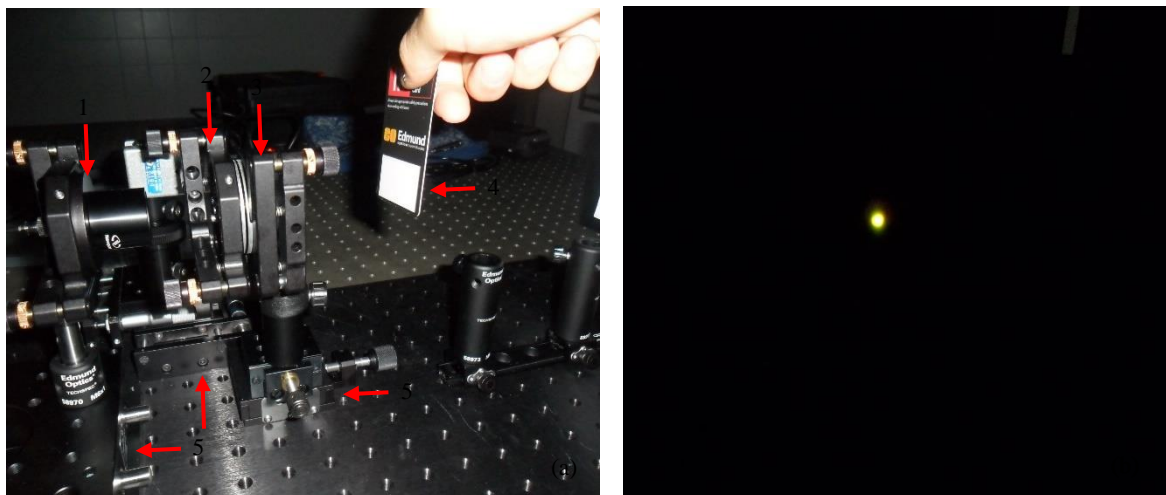


Figura 6.16: Fotografias com e sem flash do método de visualização do feixe de 1550 nm produzido. Na fotografia (b) evidencia-se a fosforescência do cartão fotossensível a feixes infravermelhos.

Legenda: 1 – sistema de focagem; 2 – meio ativo; 3 – espelho de saída; 4 – cartão fotossensível; 5 – estágios lineares.

6.3.6 Alinhamento de precisão

Para garantir a máxima eficiência da cavidade ressonante, foi necessário proceder a novos ajustes micrométricos para otimizar o alinhamento. Neste caso, a qualidade do alinhamento foi monitorizada através da medição da potência do feixe de saída com o *thermopile*.

Para uma potência de bombeamento fixa, os ajustes foram efetuados através dos diversos parafusos micrométricos (quer de posição relativa quer de inclinação dos suportes) até obter um valor máximo de potência óptica do feixe produzido pelo microchip.

Após esta última etapa do alinhamento deu-se por terminada a otimização da cavidade óptica, ficando em condições ideais para analisar as propriedades do feixe de 1550 nm produzido.

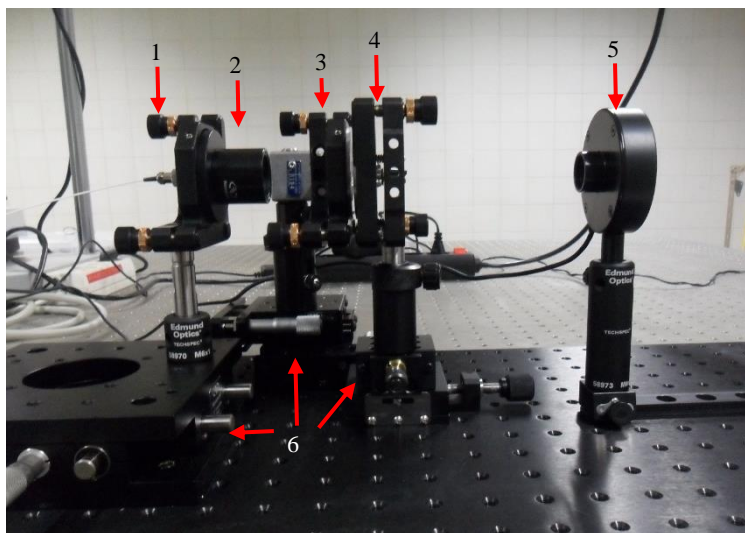


Figura 6.17: Montagem finalizada do laser de microchip. O alinhamento de precisão foi realizado ajustando os parafusos micrométricos dos suportes e estágios dos diversos elementos ópticos com o intuito de maximizar a potência óptica do feixe de 1550 nm produzido pelo microchip.

Legenda: 1 – parafuso micrométrico; 2 – sistema de focagem; 3 – meio ativo; 4 – espelho de saída; 5 – *thermopile*; 6 – estágios lineares.

6.3.7 Sistema de análise da divergência do laser

A implementação da técnica do plano focal para analisar a divergência do feixe de 1550 nm produzido foi realizada com recurso ao analisador de feixe e uma lente de 35 mm de distância focal. Ambos os elementos foram montados sobre um carril óptico, de modo a permitir ajustar livremente a distância entre os mesmos.

A calibração deste sistema passou por ajustar a distância lente-analisador de feixe de modo a garantir a distância de focagem correta entre os dois elementos, à semelhança do procedimento realizado na focagem da lente no camera CMOS utilizada para a análise da variante da técnica do plano focal desenvolvida (variante descrita em 5.3 Implementação experimental de variante da técnica do plano focal).

Nesta calibração foi utilizado o feixe do laser de bombeamento de 980 nm colimado pelo respetivo colimador de 4 mm. Após alinhar o feixe colimado com a lente de 35 mm e o analisador de feixe, a distância entre estes dois elementos foi ajustada até obter um diâmetro de feixe mínimo no sensor do analisador, garantindo assim que a posição do sensor coincide com o plano focal da lente. Uma vez atingido este critério, as posições dos suportes dos dois elementos no carril foram fixadas, permitindo utilizar o conjunto sem serem necessárias calibrações constantes.

Na Figura 6.18 é apresentada a montagem final deste sistema.

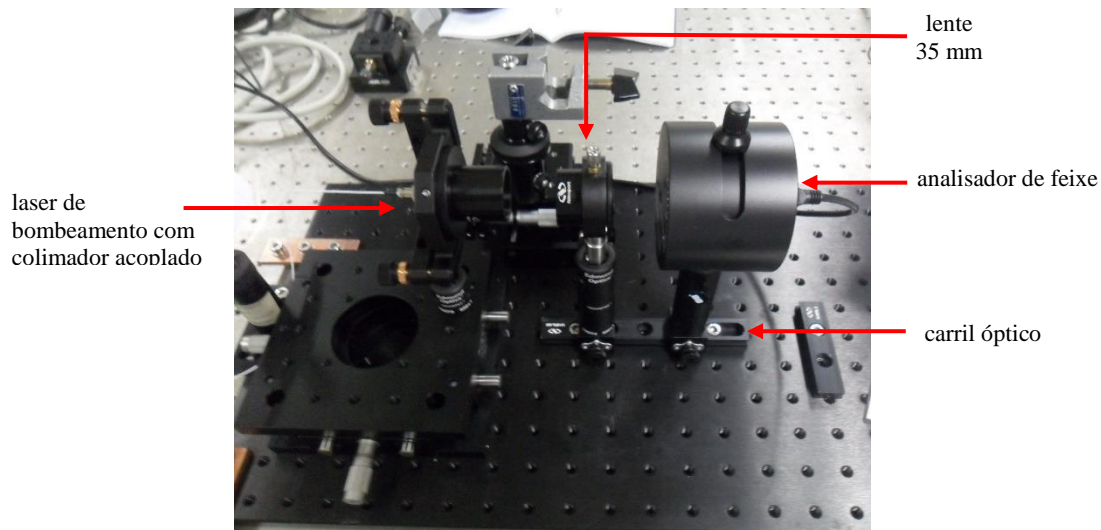


Figura 6.18: Calibração do sistema de análise de divergência do laser através da técnica do plano focal. O feixe de 980 nm, após ser inicialmente colimado, atravessa a lente de 35 mm e é focado no detetor do analisador de feixe.

6.3.8 Montagem final

Na **Figura 6.19** apresenta-se a montagem experimental completa implementada para o alinhamento, controle e estudo do laser de microchip desenvolvido.

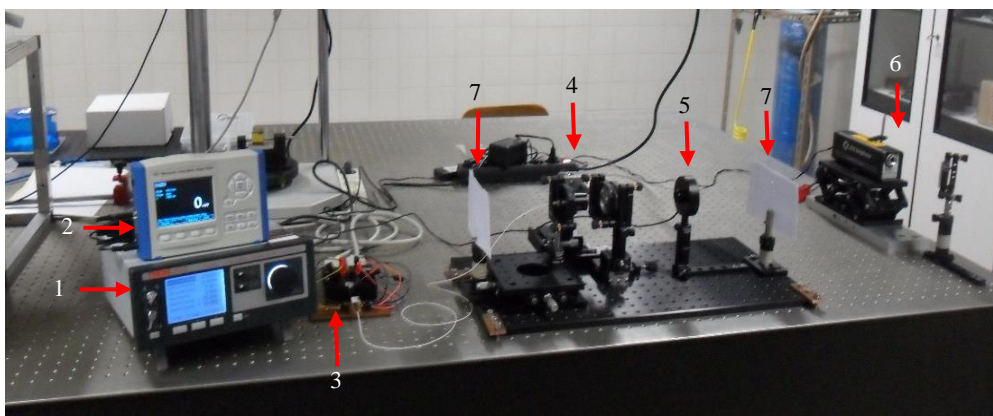


Figura 6.19: Montagem completa do laser de microchip e dos sistemas de alinhamento, controle e análise.

Legenda: 1 – Controlador de corrente e temperatura do laser de díodo; 2- Medidor de potência óptica; 3 – laser de díodo; 4 – laser de microchip (sistema de focagem, meio ativo e espelho de saída); 5 – *thermopile*; 6 – sistema de alinhamento; 7 – alvos utilizados no alinhamento dos componentes ópticos.

7 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

7.1 DIMENSÃO DO FEIXE DE BOMBEAMENTO

No gráfico da **Figura 7.1** apresentam-se os dados experimentais do valor *rms* do raio do feixe de bombeamento de 980 nm após o sistema de focagem, em função da distância ao foco da lente de 50 mm, representado pela origem do eixo das abscissas. A origem foi definida pelo raio mínimo (84,5 μm) obtido nesta análise. O valor *rms* do raio foi obtido a partir da imagem captada pela câmara CMOS apresentada anteriormente. O processo de cálculo da média quadrática consistiu na soma ponderada sobre todos os pixels dos valores de ri^2 , onde ri é a distância ao pixel de intensidade máxima. O valor de *rms* é obtido a partir da raiz quadrada deste valor.

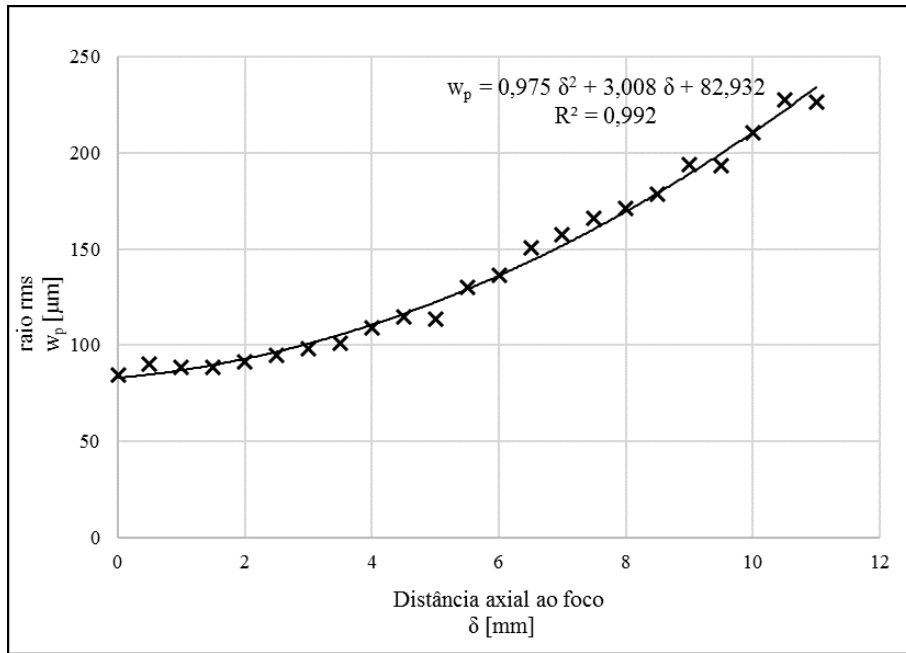


Figura 7.1: Raio *root-mean-square* do feixe de bombeamento de 980 nm focado pela lente de 50 mm em função da distância ao foco desta.

Aos dados obtidos foi ajustada uma função polinomial de 2º grau, com um grau de ajuste bastante elevado ($R^2 = 0,992$).

Por definição, a dimensão do disco de Airy para um sistema com abertura circular é dada por

$$x = 1,22 \frac{\lambda f}{d} \quad (7.1)$$

Neste caso particular, com $\lambda = 980 \text{ nm}$, $f = 50 \text{ mm}$ e $d = 4 \text{ mm}$, a dimensão do disco de Airy do sistema é da ordem de 15 μm . Isto significa que o diâmetro mínimo do foco do feixe de 980 nm, de 169 μm , é uma ordem de grandeza superior ao limite de difração definido pelo disco de Airy característico do sistema.

Contudo, é possível justificar a diferença entre o diâmetro mínimo obtido e o limite de difração do sistema, com base na análise de todo o sistema óptico de focagem, de seguida apresentada.

O feixe de bombeamento produzido pelo laser de diodo é transmitido por uma fibra óptica com 100 μm de diâmetro e abertura numérica de 0,22.

O feixe é colimado por um colimador composto por 3 lentes, sendo um sistema caracterizado por uma distância focal efetiva de 18,17 mm. O feixe colimado é posteriormente focado por uma lente de 50 mm de distância focal, colocada a cerca de 10 mm da saída do colimador.

Este sistema foi simulado em Zemax, considerando um objeto com 100 μm de dimensão (representativo da fibra óptica, a qual não é uma fonte pontual), uma lente paraxial com 18,17 mm de distância focal e 4 mm de diâmetro, representativa do colimador e colocada precisamente a essa distância do objeto, e uma lente real de 50 mm de distância focal. Após esta foi definida uma superfície que simula o detector da camera CMOS utilizada para visualizar o feixe de bombeamento focado. A distância desta superfície à lente de focagem definida no Zemax foi otimizada de modo a focar o feixe o melhor possível, à semelhança do realizado na prática com o ajuste manual entre os dois elementos.

Na **Figura 7.2** apresentam-se a definição dos parâmetros da simulação em Zemax (*Lens Data Editor*) e a representação esquemática do sistema (*Layout*).

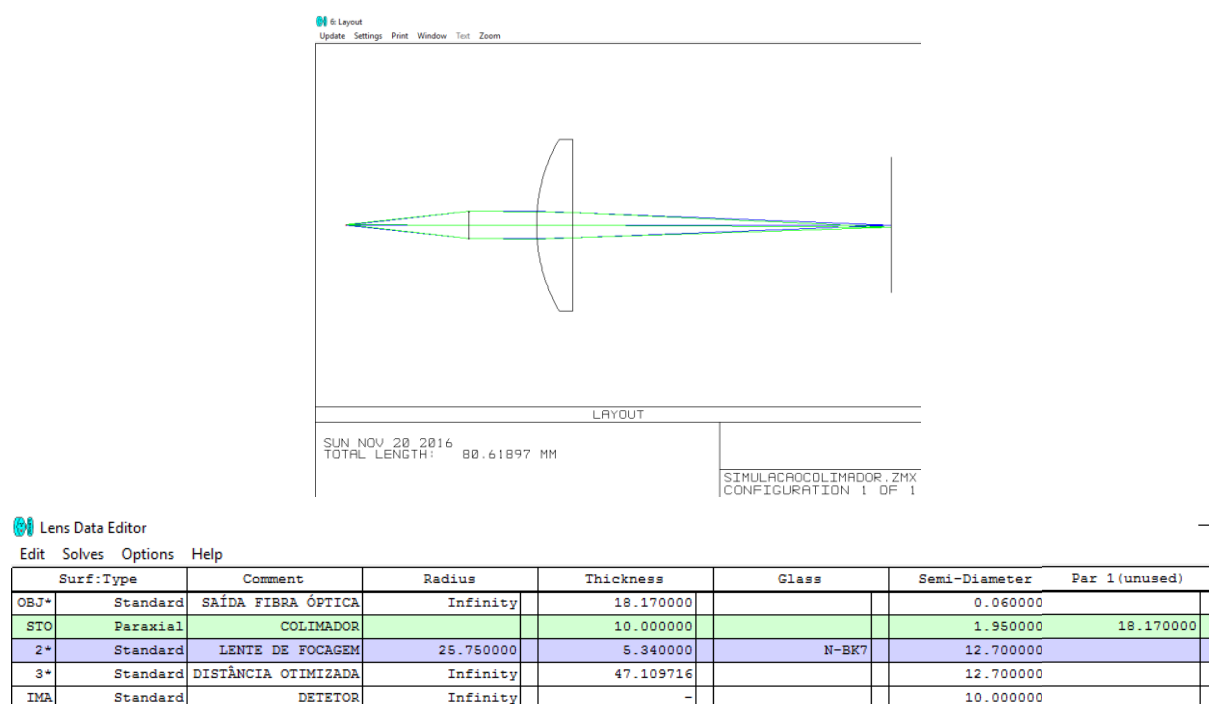
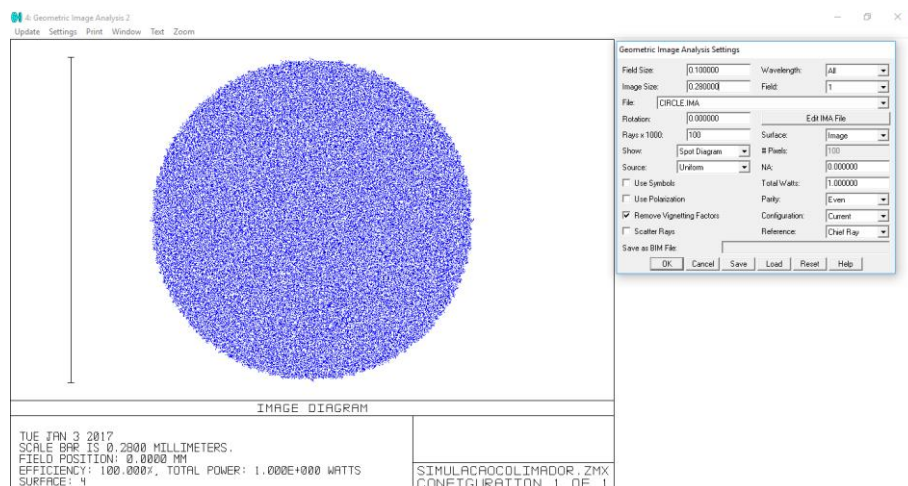
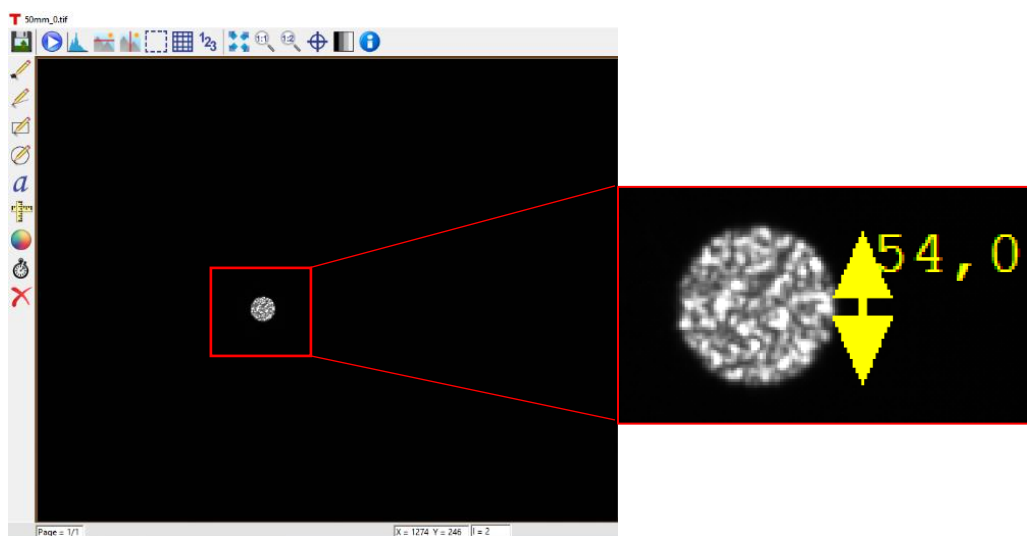


Figura 7.2: Simulação em Zemax do sistema óptico de focagem do feixe de bombeamento, com objeto representativo da fibra óptica de saída do laser de díodo com 100 μm de dimensão. Na representação do *Spot Diagram* mostra-se que o sistema forma uma imagem da extremidade de saída da fibra óptica no detetor, com 279 μm de dimensão.

Na **Figura 7.3** apresenta-se o resultado da simulação do sistema de focagem. O sistema apresenta uma ampliação de 2,79, o que se traduz na formação de uma imagem com 279 μm de diâmetro da fibra óptica de saída do laser de bombeamento.



Na **Figura 7.4** encontra-se representada a imagem do feixe de bombeamento de 980 nm focado no detector da camera CMOS utilizada na caracterização do feixe de bombeamento. O diâmetro do feixe focado corresponde à iluminação de ~54 pixels do detector, o que equivale a uma dimensão de ~280 μm , considerando o valor nominal de 5,2 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ indicado pelo fabricante.



A análise do feixe de bombeamento focado na camera CMOS e da respetiva simulação do sistema de focagem em *Zemax* mostram uma elevada concordância entre os resultados, havendo um desvio de apenas 1 μm entre as dimensões do feixe focado obtidas experimentalmente e na simulação. Esta concordância valida a simulação do sistema em *Zemax*.

Desta análise conclui-se que o sistema de focagem produz uma imagem da saída da fibra óptica com $\sim 280 \mu\text{m}$ de dimensão, ou seja, é formada uma imagem com ampliação de aproximadamente 2,8. Portanto, conclui-se que não é possível obter um feixe focado com dimensão da ordem do disco de Airy

correspondente por não se tratar de uma fonte de luz pontual mas sim de uma fibra óptica com dimensão física.

Apesar destas diferenças entre os limites de difração e os valores experimentalmente obtidos para o diâmetro do feixe de bombeamento focado no meio ativo, estes dados mantêm-se válidos e úteis, dado que esta análise foi unicamente efetuada de modo a utilizar a variação do diâmetro do feixe de bombeamento como uma ferramenta útil para o estudo das propriedades do laser de Er:Yb em microchip em função desse diâmetro.

Nas análises subsequentes foram considerados os valores *rms* do raio determinados em cada análise da dimensão do feixe de bombeamento.

A posição do meio ativo em relação à lente de focagem mostrou-se um dos parâmetros críticos durante o alinhamento da montagem, com pequenos desvios a resultarem numa queda abrupta da potência de saída do feixe de 1550 nm produzido. Este facto justifica-se precisamente pela variação do diâmetro do feixe de bombeamento a que esses pequenos desvios correspondem. Não estando na posição ideal, a concentração do feixe no meio ativo é menor e, conseqüentemente, a densidade de inversão da população é igualmente menor, resultando num fluxo fotónico inferior. Conseqüentemente, a potência emitida diminui.

Como referência, é de salientar a diferença da dimensão da mancha focal neste estudo comparativamente à obtida no estudo do diâmetro do feixe do laser de um interferómetro focado por uma lente de 35 mm, realizado durante a implementação da prova de conceito da técnica do plano focal e apresentado em 5.3 Implementação experimental de variante da técnica do plano focal. Nesse caso, o raio *rms* mínimo obtido foi de $\sim 10\text{ }\mu\text{m}$, da ordem do limite de difração do sistema óptico analisado. Para dimensões desta ordem de grandeza, a resolução de $5,2\text{ }\mu\text{m}$ do detetor já influencia a validade das medições. Esta diferença entre a qualidade de focagem dos feixes do laser de He:Ne do interferómetro e do laser de díodo utilizado para o bombeamento do laser de microchip deve-se à diferença de tecnologia entre os dois: no laser de He:Ne a qualidade e a dimensão da cavidade ressonante permite que se crie um feixe laser com um elevado grau de colimação, enquanto que na pequena cavidade ressonante do laser de díodo é produzido um feixe com divergência não negligível.

7.2 MEIO ATIVO DE 1 MM

7.2.1 Eficiência do laser de bombeamento

Na Figura 7.5 apresenta-se a curva da potência óptica do feixe laser de 980 nm após o sistema de focagem em função da corrente elétrica de operação do laser de díodo. A medição foi efetuada após o feixe atravessar o sistema de focagem para garantir que era medida a potência óptica do feixe de bombeamento imediatamente antes de ser incidir no meio ativo. Este nível de potência óptica é inferior à da saída do laser de díodo devido às perdas por reflexão e absorção do feixe no sistema de focagem.

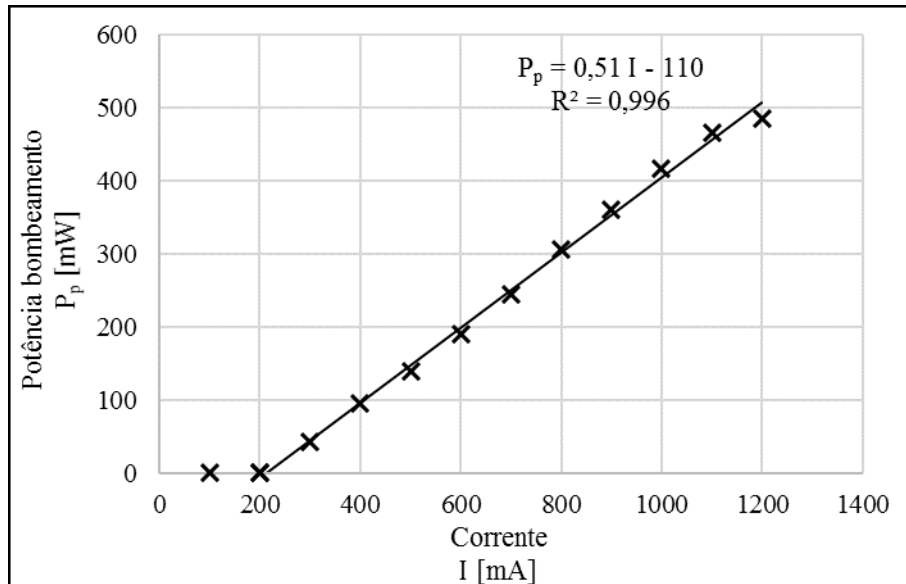


Figura 7.5: Curva de potência óptica do bombeamento em função da corrente elétrica de operação do laser de díodo de 980 nm durante o estudo do meio ativo de 1 mm.

No gráfico é visível que o laser de díodo emite apenas a partir dos 200 mA de corrente elétrica aplicada à junção p-n. Portanto, a reta de ajuste apresentada no gráfico foi traçada apenas para os pontos após esse nível de corrente, apresentando uma relação linear quase perfeita entre as duas grandezas analisadas ($R^2 = 0,996$). O declive da equação da reta de ajuste define a eficiência do laser relativamente à conversão da potência elétrica de alimentação em potência óptica, que neste caso é de $(51 \pm 0,6) \%$.

Por questões de segurança e preservação do laser de bombeamento, apenas foi analisado o seu funcionamento com corrente elétrica aplicada inferior a 1,1 mA. Consequentemente, o estudo do laser de microchip implementado foi restringido para potências de bombeamento inferiores a 450 mW.

7.2.2 Eficiência do laser de microchip de Er:Yb

No gráfico da **Figura 7.6** apresentam-se os dados experimentais da potência óptica do feixe laser de 1550 nm emitido pelo laser de microchip de Er:Yb em função da potência de bombeamento do feixe de 980 nm focado no meio ativo. Estes dados foram obtidos com o sistema otimizado em potência, através do alinhamento de precisão individual de cada elemento da cavidade óptica.

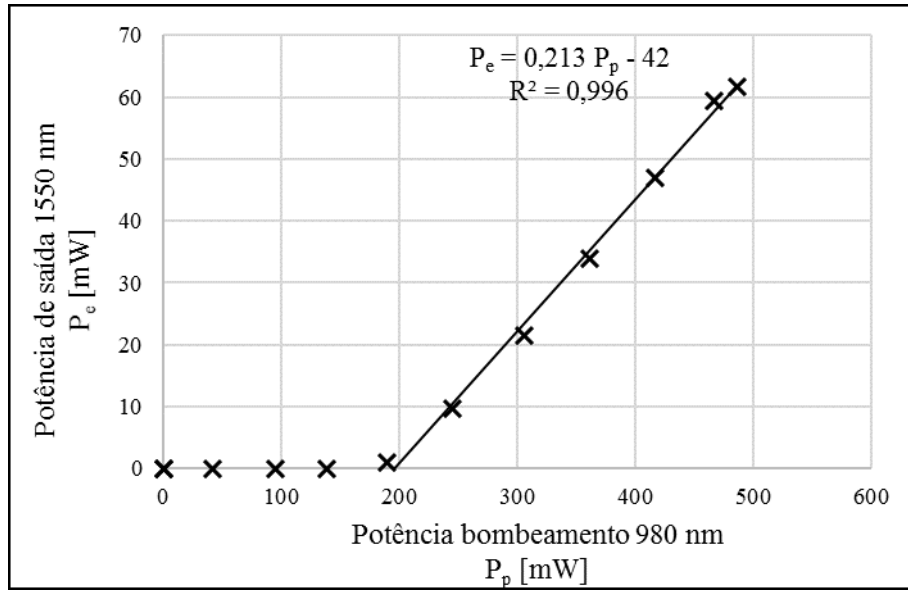


Figura 7.6: Dados experimentais da potência de saída otimizada do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm em função do bombeamento óptico de 980 nm.

A transição para a emissão laser do microchip ocorre por volta dos 190 mW de potência de bombeamento. Após esse limiar, a potência de emissão do laser de Er:Yb aumenta linearmente com a potência do seu bombeamento óptico. A reta ajustada aos dados experimentais mostra essa relação de linearidade quase perfeita, com $R^2 = 0,996$. Define-se como eficiência o valor do declive do ajuste linear, eliminando o limiar de transição. Deste modo, a eficiência obtida é de $(21,3 \pm 0,6)\%$. O valor do limiar de transição laser calculado com base nos parâmetros da reta de ajuste é de $195,95 \pm 0,05$ mW. De notar que este valor da eficiência, eliminando o limiar de transição, não deve ser utilizado para o cálculo da potência térmica dissipada na cavidade laser pois a energia associada ao limiar de transição também é convertida em calor.

Após a análise do laser em condições otimizadas, a distância entre a lente de focagem e o meio ativo foi continuamente aumentada em incrementos de 1 mm, sendo repetida a análise da potência de saída do feixe de 1550 nm produzido em função da potência do feixe de bombeamento. Estas alterações das condições de otimização refletem-se na variação da dimensão do feixe de bombeamento focado no meio ativo, de acordo com a análise dos dados presentes no gráfico da **Figura 7.1**. Portanto, prevendo e assumindo que no estado otimizado o diâmetro do feixe de bombeamento no meio ativo é mínimo, o aumento da distância do sistema de focagem ao meio ativo traduz-se num aumento do diâmetro do feixe de bombeamento.

No gráfico da **Figura 7.7** apresentam-se os resultados da potência de saída do feixe de 1550 nm em função da potência de bombeamento de 980 nm para cada caso analisado. O caso otimizado, acima analisado, apresenta-se como referência. A designação dos restantes casos analisados é definida pelo respetivo desvio do sistema de focagem ao meio ativo. Ou seja, o caso “+1 mm” corresponde à situação em que a distância entre o sistema de focagem e o meio ativo é 1 mm superior à distância em que o funcionamento laser de microchip fica otimizado.

Na **Tabela 7.1** apresenta-se o resumo das características das retas do tipo $P_e = mP_p + b$ ajustadas aos dados da potência de saída de 1550 nm obtidos em cada análise, nomeadamente o declive m e a ordenada na origem b .

Do valor do declive obtém-se diretamente a eficiência η do laser de microchip após ultrapassado o limiar da potência de bombeamento a partir do qual o laser emite. Este limiar, definido por T_h , é calculado resolvendo a equação da reta de ajuste em ordem à potência de bombeamento, para o caso em que a potência de saída é nula. Matematicamente tem-se

$$P_p = -\frac{b}{m} \quad (7.2)$$

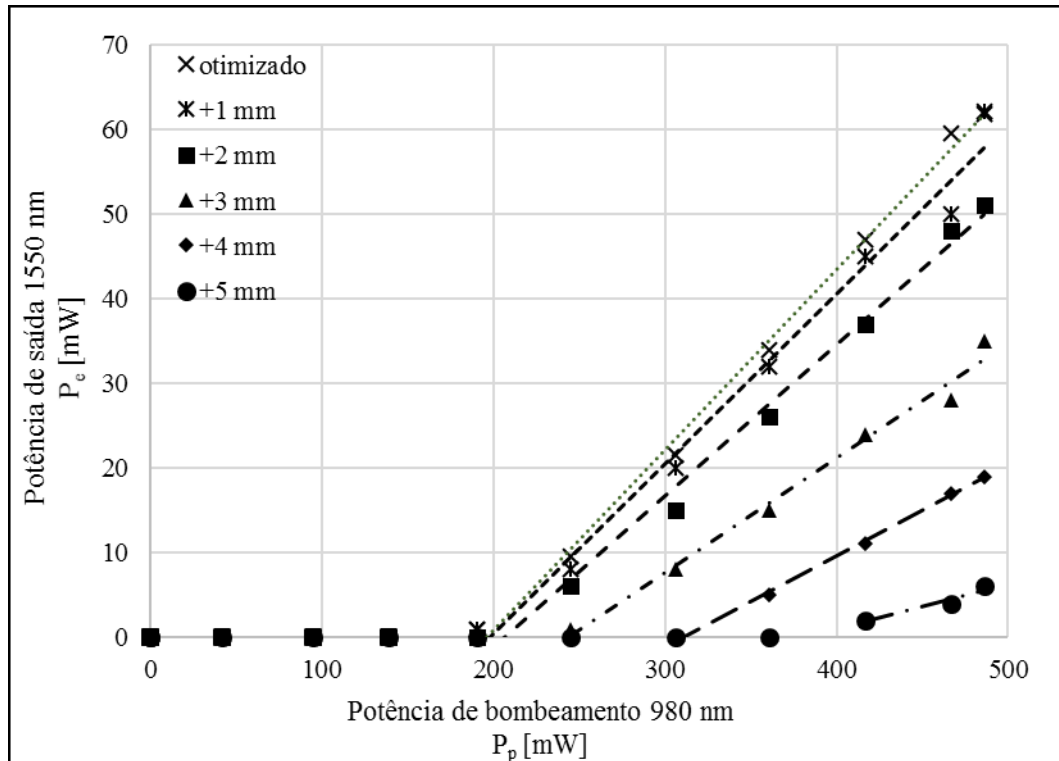


Figura 7.7: Dados experimentais da potência de saída do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm em função da potência de bombeamento óptico de 980 nm e da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo. A distância correspondente à otimização do laser de microchip é definida como distância de referência.

Na **Tabela 7.1** apresentam-se também os valores obtidos para estas propriedades que caracterizam o funcionamento do laser de microchip em cada caso analisado. A eficiência do laser diminui continuamente de 21,3% até 4,5% entre a configuração perfeitamente otimizada e a configuração com a distância entre o sistema de focagem e o meio ativo aumentada em 5 mm. Por sua vez, o limiar da potência de bombeamento correspondente à inversão da população no laser de microchip aumenta de 195,05 mW para 366,4 mW entre as duas configurações referidas.

Tabela 7.1: Quadro-resumo das propriedades dos ajustes lineares aos dados experimentais da potência de saída do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm apresentados no gráfico da **Figura 7.7**.

Desvio axial à posição otimizada δ [mm]	m	b [mW]	R ²	η [%]	T _h [mW]
0	0,213±0,006	-42±2	0,996	21,3±0,6	195,95±0,05
+1	0,20±0,01	-40±4	0,985	20±1	197,7±0,1
+2	0,179±0,008	-37±3	0,990	17,9±0,8	206,83±0,08
+3	0,138±0,008	-34±3	0,988	13,8±0,8	247,83±0,09
+4	0,107±0,003	-33±1	0,997	10,7±0,3	310,15±0,04
+5	0,045±0,006	-16±3	0,960	4,5±0,6	366,4±0,2

Na **Figura 7.8** e na **Figura 7.9** estão graficamente representados os valores da eficiência e da potência mínima de bombeamento necessária para o funcionamento do laser de microchip de Er:Yb desenvolvido em função do desvio δ na distância entre o sistema de focagem do feixe de bombeamento e o meio ativo do laser.

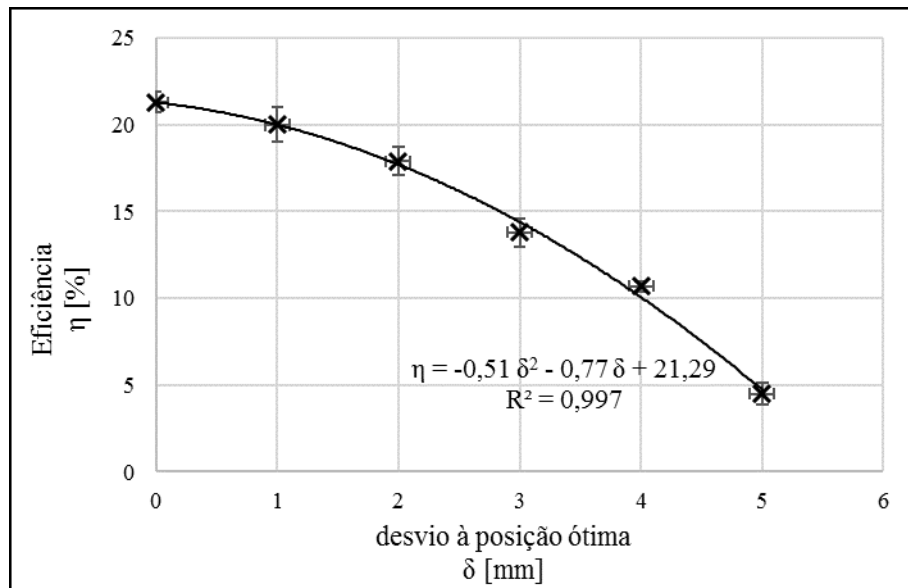


Figura 7.8: Eficiência do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm em função do desvio axial δ da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo, relativamente à posição otimizada.

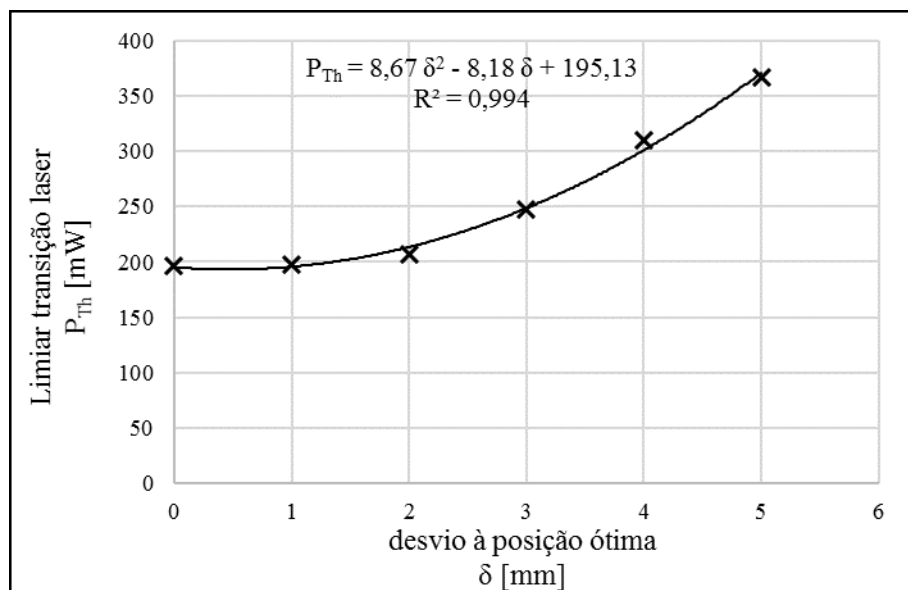


Figura 7.9: Potência mínima do bombeamento de 980 nm necessária para a operação do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm em função do desvio axial δ da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo, relativamente à posição otimizada.

Aos dados obtidos para estas propriedades foram ajustados polinómios de 2º grau. No caso da eficiência tem-se o ajuste de uma função com concavidade negativa, dada a diminuição da eficiência com o aumento do desvio entre o sistema de focagem e o meio ativo. Esta relação mostra que, naturalmente, existem maiores perda de energia o à medida que a configuração de todo o sistema do laser de microchip se afasta da posição otimizada.

Esse aumento das perdas de energia traduz-se também no aumento do limiar de operação do laser de microchip em termos de potência de bombeamento mínima necessária. O aumento é bem definido por um polinómio de 2º grau com concavidade positiva.

É de notar que esta relação quadrática entre a eficiência/limiar de operação do laser de microchip e o desvio na distância entre o sistema de focagem e o meio ativo é coincidente com o aumento quadrático do diâmetro do feixe de bombeamento em função do desvio à posição do plano focal. Esta relação confirma que a diminuição da eficiência do laser de microchip em função do desvio à posição otimizada se deve à correspondente variação do diâmetro do feixe de bombeamento no interior do meio ativo do laser.

7.3 MEIO ATIVO DE 1,5 MM

O estudo efetuado para o laser de microchip de Er:Yb desenvolvido com meio ativo de 1 mm foi repetido na íntegra após substituí-lo por um meio ativo de 1,5 mm de espessura e dopado com igual concentração de iões de érbio e itérbio. Em seguida apresentam-se os resultados da eficiência do laser de microchip com este meio ativo.

7.3.1 Eficiência do laser de bombeamento

Dado que o estudo do laser de microchip com o meio ativo de 1,5 mm não foi realizado imediatamente após o estudo do meio ativo de 1 mm, foi necessário caraterizar novamente a eficiência do laser de bombeamento antes de iniciar o bombeamento óptico do laser.

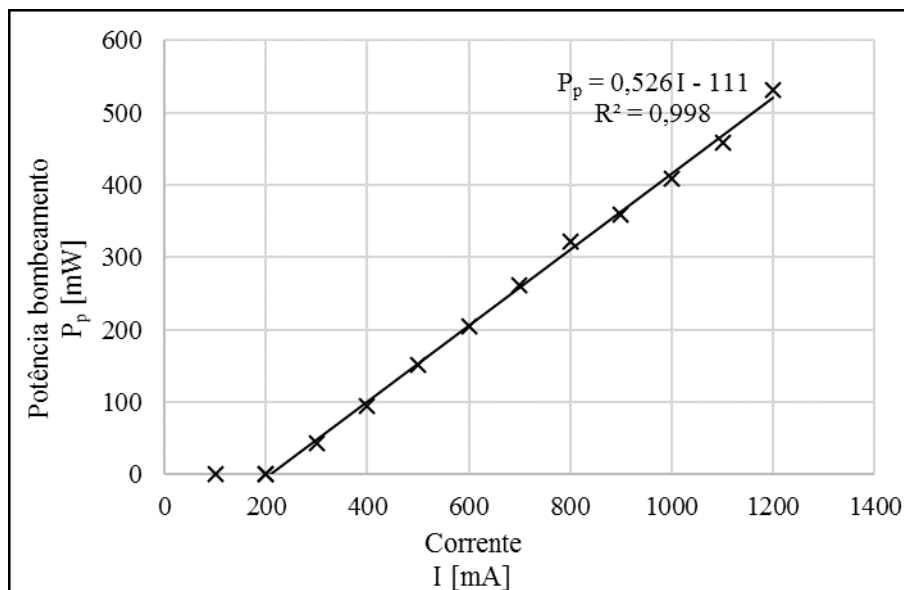


Figura 7.10: Curva de potência óptica do bombeamento em função da corrente elétrica de operação do laser de diódo de 980 nm durante o estudo do meio ativo de 1,5 mm.

Comparando com o gráfico da Figura 7.5, verifica-se uma diferença de 1% na eficiência do laser de bombeamento entre a sua utilização nos estudos do laser de microchip de Er:Yb com meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm, sendo superior neste caso (eficiência de $(52,6 \pm 0,6 \%)$). Esta diferença é aceitável dado não se tratar de um laser estabilizado e aos eventuais desvios entre as duas montagens.

7.3.2 Eficiência do laser de microchip de Er:Yb

Nos gráficos das Figuras 7.11 e 7.12 apresentam-se os dados experimentais da potência óptica do feixe emitido pela laser de microchip de Er:Yb com 1,5 mm de comprimento do meio ativo em função da potência de bombeamento óptico do mesmo.

Na **Figura 7.11** os dados experimentais correspondem à montagem com os diversos elementos do laser de microchip devidamente alinhados de modo a otimizar a potência do feixe emitido. A otimização traduz-se numa eficiência óptica do laser de $18,8 \pm 0,8 \%$ após ser ultrapassado o limiar de inversão de população, o qual corresponde a um bombeamento óptico de $297,19 \pm 0,07 \text{ W}$ com o feixe de 980 nm.

À semelhança do efetuado para o laser com meio ativo de 1 mm, no gráfico da **Figura 7.12** apresentam-se os mesmos dados, mas obtidos em configurações não otimizadas, ou seja, aumentando a distância ente o sistema de focagem e o meio ativo e, conseqüentemente, variando o diâmetro do feixe de bombeamento. Como na análise anterior, a posição correspondente à configuração otimizada do laser foi definida como a posição de referência.

Com o meio ativo de 1,5 mm apenas foi possível obter emissão laser até afastar o sistema de focagem um máximo de 4 mm relativamente à posição otimizada, enquanto que com o meio ativo de 1 mm foi possível obter emissão laser até um afastamento máximo de 5 mm face à posição otimizada.

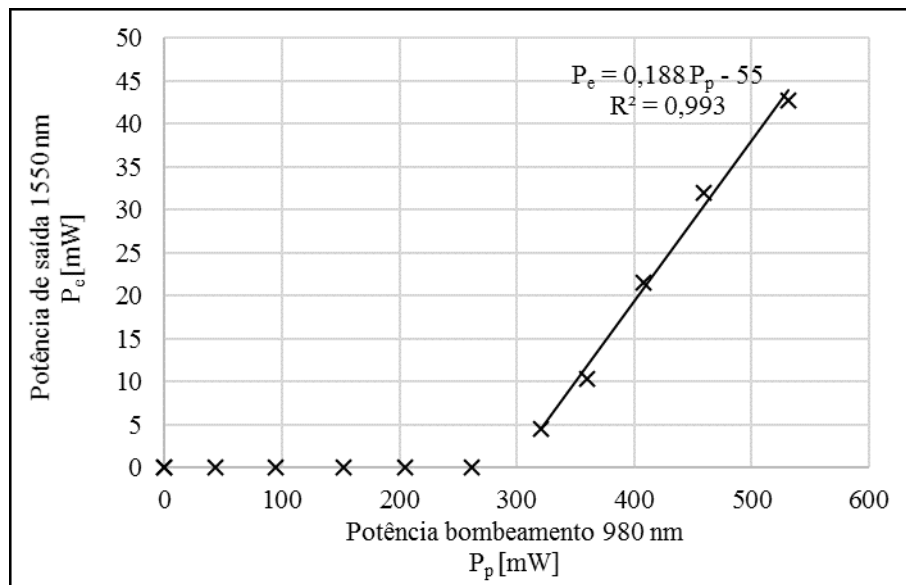


Figura 7.11: Dados experimentais da potência de saída otimizada do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm em função do bombeamento óptico de 980 nm.

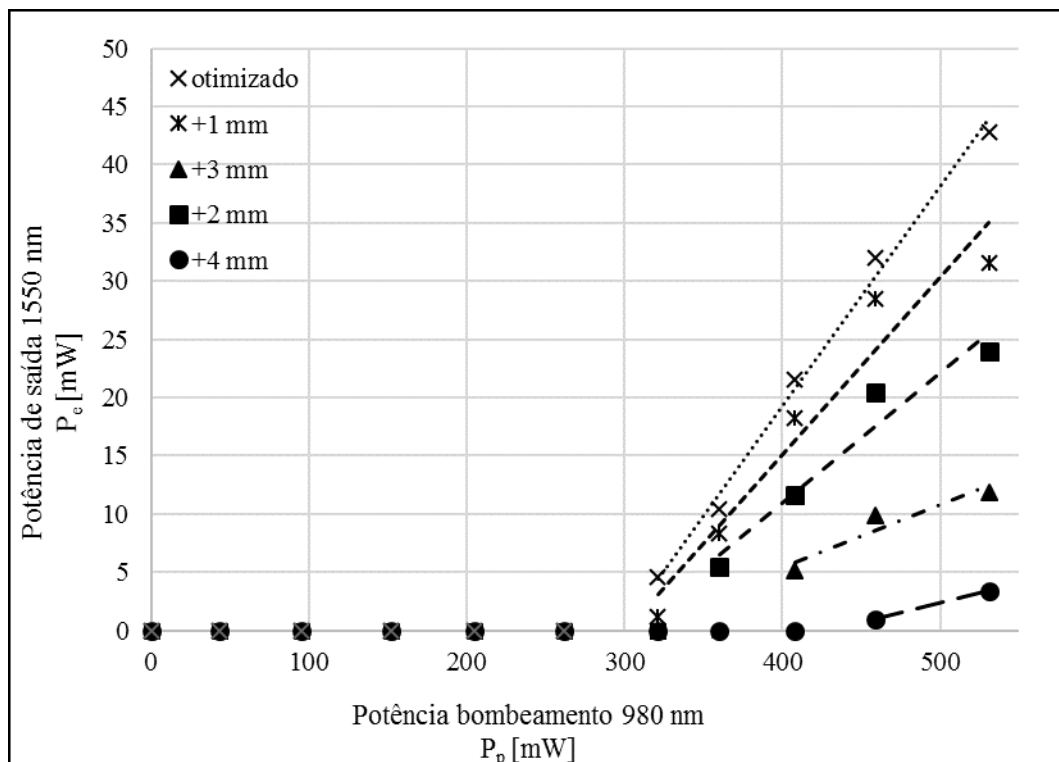


Figura 7.12: Dados experimentais da potência de saída do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm em função da potência de bombeamento óptico de 980 nm e da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo. A distância correspondente à otimização do laser de microchip é definida como distância de referência

Os valores que caracterizam as retas ajustadas aos dados anteriores estão resumidos na **Tabela 7.2**, juntamente com os respectivos valores calculados da eficiência e do limiar de transição do laser de microchip com o meio ativo de 1,5 mm. A eficiência do laser diminui de 18,8% até 2,8% entre a configuração otimizada e a configuração 4 mm afastada dessa configuração, enquanto que o limiar de transição laser aumenta de 297,19 mW até 413,6 mW entre as mesmas configurações.

Tabela 7.2: Quadro-resumo das propriedades das retas de ajuste dos dados experimentais da potência de saída do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1 mm apresentados no gráfico da **Figura 7.12**.

Desvio δ à posição otimizada [mm]	m	b [mW]	R^2	η [%]	P_{th} [mW]
0	$0,188 \pm 0,009$	-55 ± 4	0,993	$18,8 \pm 0,9$	$297,19 \pm 0,07$
+1	$0,15 \pm 0,02$	-46 ± 9	0,942	15 ± 2	$300,4 \pm 0,2$
+2	$0,11 \pm 0,02$	-34 ± 9	0,942	11 ± 2	$301,5 \pm 0,2$
+3	$0,07 \pm 0,01$	-24 ± 6	0,923	7 ± 1	$343,1 \pm 0,3$
+4	$0,028 \pm 0,004$	-11 ± 2	0,982	$2,8 \pm 0,4$	$413,6 \pm 0,2$

Nos gráficos das Figuras 7.13 e 7.14 estão representados, respectivamente, os valores da eficiência do laser de microchip com meio ativo de 1,5 mm e da potência óptica de bombeamento mínima necessária para iniciar a emissão laser, em função do desvio do aumento δ da distância o sistema de focagem e o meio ativo, comparativamente à posição otimizada.

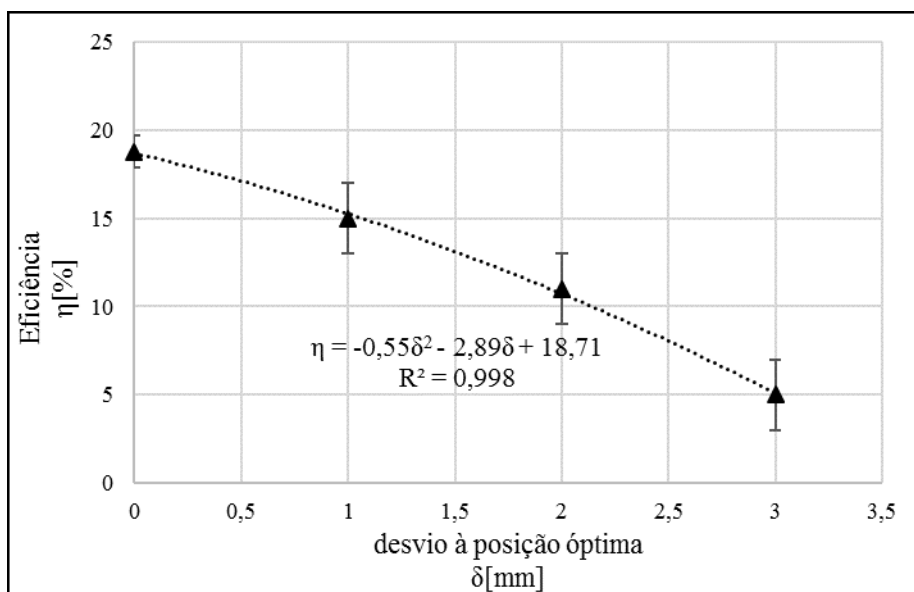


Figura 7.13: Eficiência do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm em função do desvio axial δ da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo, relativamente à posição otimizada.

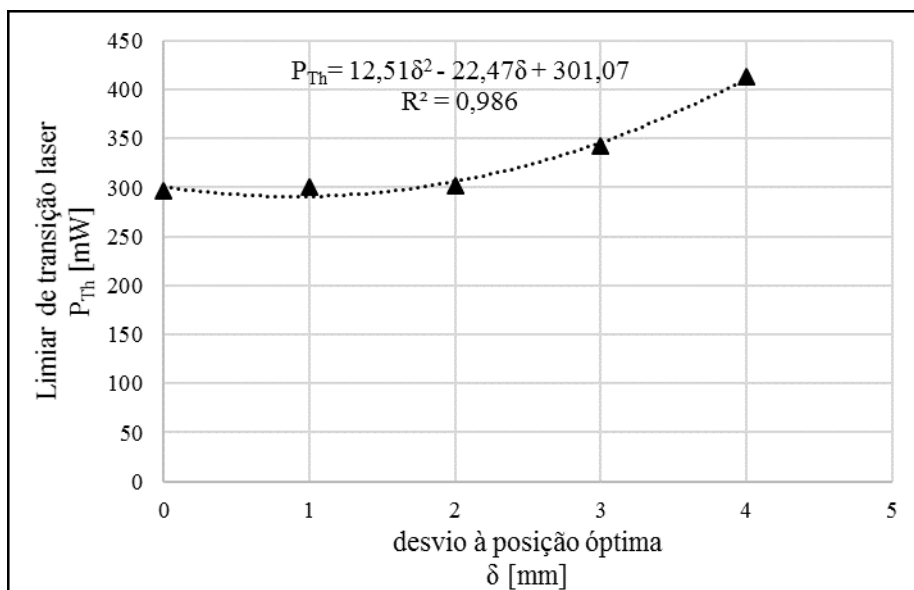


Figura 7.14: Potência mínima do bombeamento de 980 nm necessária para a operação do laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm em função do desvio axial δ da distância entre o sistema de focagem e o meio ativo, relativamente à posição otimizada.

Tal como referido anteriormente, nestes gráficos é visível o decréscimo da eficiência e o aumento da potência de bombeamento mínima necessária para ocorrer emissão laser em função do aumento do desvio face à posição ótima. De novo, o ajuste de um polinómio de 2º grau mostra a tendência decrescente da eficiência em função do desvio à posição ótima do bombeamento, identicamente ao verificado para o meio ativo de 1 mm.

Para o mínimo de potência de bombeamento foi igualmente ajustado um polinómio de 2º grau, que mostra que a relação entre o aumento e o desvio é do mesmo tipo que a relação verificada no estudo da variação do diâmetro do feixe de bombeamento em função do desvio ao foco da lente, como mostrado na **Figura 7.1**.

7.4 DIVERGÊNCIA DO FEIXE LASER

O estudo da divergência do feixe foi realizado através da técnica do plano focal, com recurso a um analisador de feixe, como explicado em 6.3.7 Sistema de análise da divergência do laser.

Na **Figura 7.15** apresenta-se um exemplo das imagens do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb focado pela lente de 35 mm de distância focal. Estas imagens foram obtidas através do software *Thorlabs Beam 6.0*, utilizado no controlo do analisador de feixe. As imagens foram formadas integrando o máximo de potência registado no sensor em cada caso analisado e ajustando uma distribuição gaussiana à mesma.

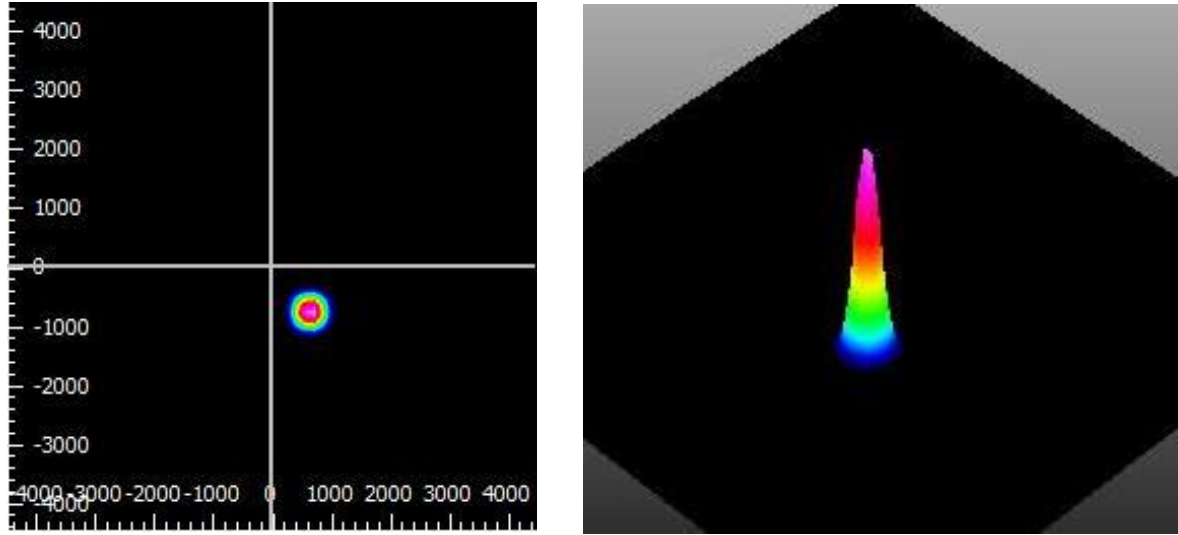


Figura 7.15: Exemplo das imagens 2D e 3D formada pelo *software Thorlabs Beam 6.0* do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb focado no detetor do analisador de feixe por uma lente de 35 mm de distância focal.

Com base nestas imagens é calculada a dimensão do feixe. Este cálculo é efetuado em duas direções ortogonais, ou seja, em X e em Y.

Nas secções seguintes apresentam-se os dados experimentais das dimensões em X e em Y do feixe produzido pelo laser de microchip de Er:Yb após ser focado pela lente de 35 mm no plano do sensor do analisador de feixe, para os meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm em diversas configurações de bombeamento.

7.4.1 Cálculos

Antes de apresentar os resultados experimentais obtidos para a divergência do feixe laser nas diferentes configurações analisadas, apresenta-se nesta secção o raciocínio por detrás dos cálculos das estimativas da divergência do feixe em função dos parâmetros experimentais variáveis e estudados nesta análise.

Recuperando a equação (3.7), a distância focal correspondente ao efeito de lente térmica é dada por

$$f_{dn_dT} = \frac{K_c \pi w_p^2}{P_h} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} \right)^{-1} \quad (7.3)$$

De acordo com esta equação, este efeito é inversamente proporcional à densidade da potência óptica do bombeamento dissipada no meio ativo, dada pelo quociente

$$\frac{P_h}{w_p^2} = \xi \frac{P_p}{w_p^2} = \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_e} \right) \frac{P_p}{w_p^2} \quad (7.4)$$

Portanto tem-se a relação de proporcionalidade

$$f_{dn_dT} \propto \frac{w_p^2}{P_h} \quad (7.5)$$

Por sua vez, a divergência do feixe é tanto maior quanto menor for, em módulo, a distância focal da lente térmica que se estabelece no meio ativo devido ao gradiente térmico. Ou seja,

$$\theta \propto \frac{1}{|f_{dn_dT}|} \quad (7.6)$$

Portanto, dos resultados experimentais é de esperar a dependência $\theta = \theta\left(\frac{P_h}{w_p^2}\right)$, ou seja, a divergência do feixe será função da densidade de potência de bombeamento dissipada no meio ativo, aumentando com a mesma.

Não havendo forma direta de confirmar qual o diâmetro do feixe de bombeamento que corresponde à otimização em potência do laser de microchip produzido, foi assumido que essa otimização acontece quando a dimensão do feixe de bombeamento é mínima, dada a consequente maior concentração energética/densidade de potência de bombeamento no meio ativo. Portanto, de acordo com os resultados apresentados no gráfico da **Figura 7.1**, o raio mínimo corresponde a 84,5 μm . Consequentemente, assumiu-se que com as variações milimétricas da distância entre o sistema de focagem e meio ativo face à posição otimizada, o raio do feixe de bombeamento aumenta de acordo com as variações apresentadas no mesmo gráfico. Esta é a melhor aproximação que é possível realizar para conhecer a ordem de grandeza do feixe de bombeamento tendo em conta o procedimento experimental implementado.

O cálculo final da estimativa da divergência define-se geometricamente pelo arcotangente da razão entre este diâmetro do bombeamento e a distância focal equivalente do efeito de lente térmica, dada pela equação (7.3).

Nesta estimativa, além da aproximação realizada para o diâmetro de bombeamento, é assumido um acoplamento perfeito entre o diâmetro do bombeamento e a dimensão da cintura do feixe. É ainda assumido que o feixe é perfeitamente colimado antes de atravessar o meio e ser sujeito ao efeito de lente térmica. Tendo em conta todas estas aproximações, as estimativas não são completamente fiáveis, permitindo apenas ter ideia da ordem de grandeza do efeito de lente térmica na divergência do feixe. A aproximação da dimensão da cintura do feixe é particularmente crítica, pois influencia quer o resultado da distância focal da lente térmica calculado através do modelo considerado quer o consequente cálculo da divergência.

Com base nesta aproximação, a temperatura máxima no meio ativo, a distância focal da lente térmica equivalente e a consequente divergência foram estimadas para todas as configurações de bombeamento experimentalmente analisadas para ambos os meios ativos (1 mm e 1,5 mm). Os resultados estão apresentados na **Tabela 7.3**.

Tabela 7.3: Quadro-resumo das características do bombeamento e respectivas estimativas de temperatura máxima, distância focal equivalente do efeito de lente térmica e divergência do feixe produzido em cada configuração experimentalmente estudada do laser de microchip desenvolvido com meio ativo de 1 mm.

Meio Ativo	Desvio à posição óptima	w_p [μm]	P_p [mW]	ρ_p (W/mm ²)	T_{max} [°C]	$f_{\text{dn_dT}}$ [mm]	θ [mrad]
1 mm	0/posição otimizada	85	190	8	103	-266	0,6
			245	11	126	-206	0,8
			306	14	151	-165	1,0
			361	16	173	-140	1,2
			417	19	196	-121	1,4
			467	21	217	-108	1,6
			486	22	225	-104	1,6
	+1 mm	88	190	8	102	-290	0,6
			245	10	125	-226	0,8
			306	13	149	-181	1,0
			361	15	172	-153	1,2
			417	17	194	-132	1,3
			467	19	215	-118	1,5
			486	20	222	-114	1,5
	+2 mm	91	245	9	123	-242	0,8
			306	12	148	-194	0,9
			361	14	170	-164	1,1
			417	16	193	-142	1,3
			467	18	213	-127	1,4
			486	19	220	-122	1,5
	+3 mm	98	245	8	122	-281	0,7
			306	10	146	-225	0,9
			361	12	167	-191	1,0
			417	14	189	-165	1,2
			467	15	209	-147	1,3
			486	16	217	-142	1,4
1,5 mm	0/posição otimizada	85	321	14	125	-158	1,1
			360	16	137	-141	1,2
			408	18	152	-124	1,4
			459	20	168	-110	1,5
			531	24	191	-95	1,8
	+1 mm	88	321	13	124	-172	1,0
			360	15	136	-154	1,1
			408	17	151	-136	1,3
			459	19	167	-120	1,5
			531	22	189	-104	1,7
	+2 mm	91	360	14	135	-164	1,1
			408	16	150	-145	1,3
			459	18	165	-129	1,4
			531	20	187	-111	1,6

Sumariamente, estima-se que as configurações de bombeamento analisadas correspondam a densidades de potência entre 8 W/mm² e 22 W/mm² para o meio ativo de 1 mm e entre 13 W/mm² e 24 W/mm² para o meio ativo de 1,5 mm. Neste meio, as densidades de potência de bombeamento são mais elevadas devido ao limiar mínimo de potência de bombeamento necessário para iniciar a emissão laser ser maior do que no meio ativo de 1 mm.

Tendo em conta estes valores de densidade de potência, as estimativas para a temperatura máxima no centro do meio ativo oscilam entre 100 °C e 225 °C, sendo em geral mais elevado no meio de 1 mm devido ao seu menor volume. Consequentemente, os gradientes térmicos estabelecidos nos meios representam um efeito de lente térmica com distância focal efetiva estimada entre -266 mm e -95 mm, o que se traduz em divergências estimadas entre 0,6 mrad e 1,8 mrad. Para ambos os meios ativos estas estimativas são da mesma ordem de grandeza: no meio ativo de 1 mm o caso mais crítico é de 1,6 mrad, enquanto que no meio ativo de 1,5 mm se verifica o máximo de 1,8 mrad, sendo uma diferença negligível entre ambos.

As estimativas anteriores consideram como potência dissipada sob a forma de calor apenas 37% da potência do bombeamento do meio ativo, correspondente exclusivamente ao coeficiente de carga térmica que relaciona os comprimentos de onda do bombeamento e do feixe produzido na cavidade ressonante (ver equação (7.4)).

Contudo, como estudado na secção anterior, a eficiência do laser está longe de ser tão elevada para apenas considerar 37% de potência dissipada sob a calor. Calculando a razão entre a potência de saída e a potência de bombeamento dos lasers de microchip desenvolvidos, obtêm-se eficiências ópticas que variam entre 0,4% e máximos da ordem de 12%.

Estes valores vão de encontro às correções no fator de carga térmica realizados por Song *et al.* No estudo da influência do fenómeno de *up-conversion* na dissipação de calor em laser de microchip, como abordado na secção 3.4 Lasers de microchip de Er:Yb pulsados por *Q-switching* passivo com Co²⁺ Spinel.

Por esta razão, as estimativas anteriores foram recalculadas considerando o pior caso possível com os dados disponíveis: assumiu-se no modelo analítico que a potência de bombeamento dissipada sob a forma de calor no meio ativo é dada pela diferença entre a potência de bombeamento de 980 nm e a potência de saída do feixe de 1550 nm gerado na cavidade ressonante.

É de ressaltar que esta aproximação representa efetivamente uma situação extrema, dado que não é tida em conta a percentagem de potência de bombeamento refletida na face de entrada do meio ativo nem a parcela do feixe gerado na cavidade que é emitido na direção oposta à do espelho de saída, por exemplo. Estes fatores não foram experimentalmente estudados, pelo que são desconhecidos e, portanto, não é possível tê-los em conta nesta análise.

Tabela 7.4: Quadro-resumo das características do bombeamento e respectivas estimativas de temperatura máxima, distância focal equivalente do efeito de lente térmica e divergência do feixe em cada configuração experimentalmente estudada do laser de microchip desenvolvido com meio ativo de 1 mm. Análise de pior cenário possível, considerando como potência dissipada sob a forma de calor no meio ativo a diferença entre a potência de bombeamento e a potência de saída do feixe laser gerado na cavidade ressonante do laser de microchip.

Meio Ativo	Desvio à posição óptima	w_p [μm]	P_p [mW]	ρ_p (W/mm ²)	T_{max} [°C]	$f_{\text{dn_dt}}$ [mm]	θ [mrad]
1 mm	0/posição otimizada	85	190	8	234	-99	1,7
			245	11	285	-80	2,1
			306	14	340	-66	2,6
			361	16	387	-57	3,0
			417	19	435	-51	3,3
			467	21	480	-46	3,7
			486	22	490	-44	3,8
	+1 mm	88	190	8	232	-108	1,6
			245	10	285	-86	2,1
			306	13	338	-72	2,5
			361	15	385	-62	2,8
			417	17	432	-55	3,2
			467	19	482	-49	3,6
			486	20	489	-48	3,7
	+2 mm	91	245	9	284	-92	2,0
			306	12	341	-75	2,4
			361	14	389	-65	2,8
			417	16	437	-58	3,1
			467	18	480	-52	3,5
			486	19	497	-50	3,6
	+3 mm	98	245	8	285	-104	1,9
			306	10	342	-85	2,3
			361	12	393	-74	2,7
			417	14	443	-65	3,0
			467	15	492	-58	3,4
			486	16	504	-56	3,5
1,5 mm	0/posição otimizada	85	321	14	291	-59	2,9
			360	16	320	-54	3,1
			408	18	350	-49	3,4
			459	20	385	-44	3,8
			531	24	436	-38	4,4
	+1 mm	88	321	13	292	-64	2,8
			360	15	318	-58	3,0
			408	17	350	-52	3,4
			459	19	383	-47	3,8
			531	22	441	-41	4,3
	+2 mm	91	360	14	317	-62	1,5
			408	16	352	-55	1,7
			459	18	386	-50	1,8
			531	20	443	-43	2,1

Com esta correção no fator de percentagem de potência de bombeamento dissipada, do modelo térmico obtém-se valores de temperatura máxima no meio ativo que variam entre 232 °C e 504 °C, aproximando-se da temperatura de transição líquida do vidro de fosfato utilizado, a qual é da ordem dos 550 °C. Consequentemente, o efeito de lente térmica é mais significativo, passando a distância focal

efetiva desse efeito a variar entre -108 mm e -38 mm, os quais correspondem a divergências estimadas entre -1,6 mrad e 4,4 mrad. Comparando entre meios ativos, estas estimativas são homogêneas, no sentido em que para ambos se estimam valores da mesma ordem de grandeza.

Comparativamente à estimativa preliminar, verifica-se um aumento da ordem de 2,5x na estimativa da divergência para cada configuração, o que significa que a percentagem de potência de bombeamento dissipada sob a forma de calor nesta aproximação aumentou, em média, para um valor da ordem de 92%. No artigo consultado de Song *et al.*, a percentagem de dissipação devido à contribuição do *up-conversion* é da ordem de 80%, pelo que estas estimativas corrigidas serão mais realistas.

7.4.2 Meio ativo de 1 mm

No gráfico da **Figura 7.16** apresentam-se os dados das dimensões em x e em y do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb no plano focal da lente de 35 mm em função da sua potência óptica de saída. A constante diferença entre as dimensões x e y deve-se à ligeira elipticidade na criação da imagem do feixe laser. A inclinação da fenda do analisador de feixe foi ajustada o melhor possível para minimizar esta elipticidade.

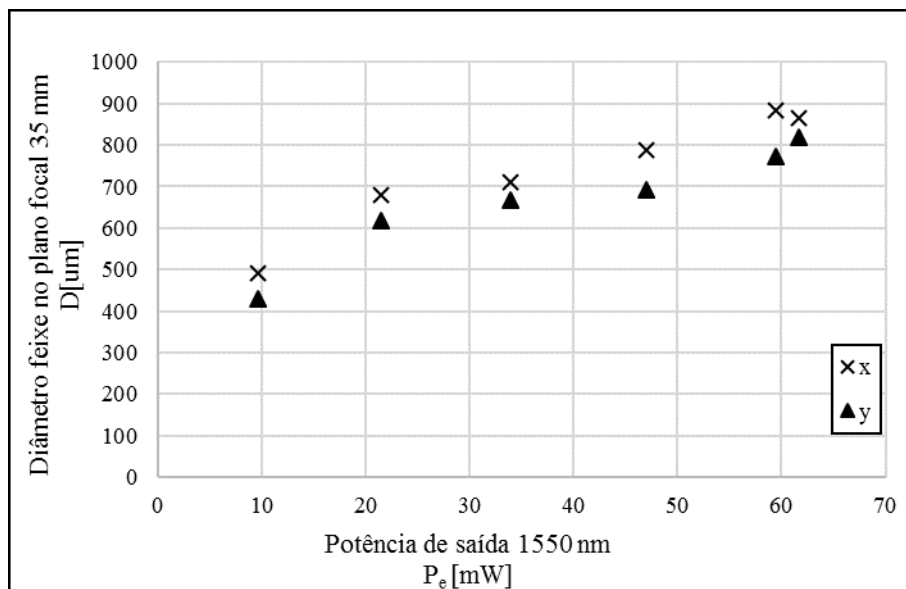


Figura 7.16: Dimensões x e y do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb de 1 mm no plano focal da lente de 35 mm em função da sua potência de saída.

É notório o aumento da dimensão do feixe no plano focal da lente de 35 mm com o aumento da sua potência de saída.

Nas **Figura 7.17** e **Figura 7.18** encontram-se agrupados os dados das dimensões x e y, respetivamente, em função da potência óptica de saída para todas as configurações estudadas (variando a distância entre o sistema de focagem do feixe de bombeamento de 980 nm e o meio ativo).

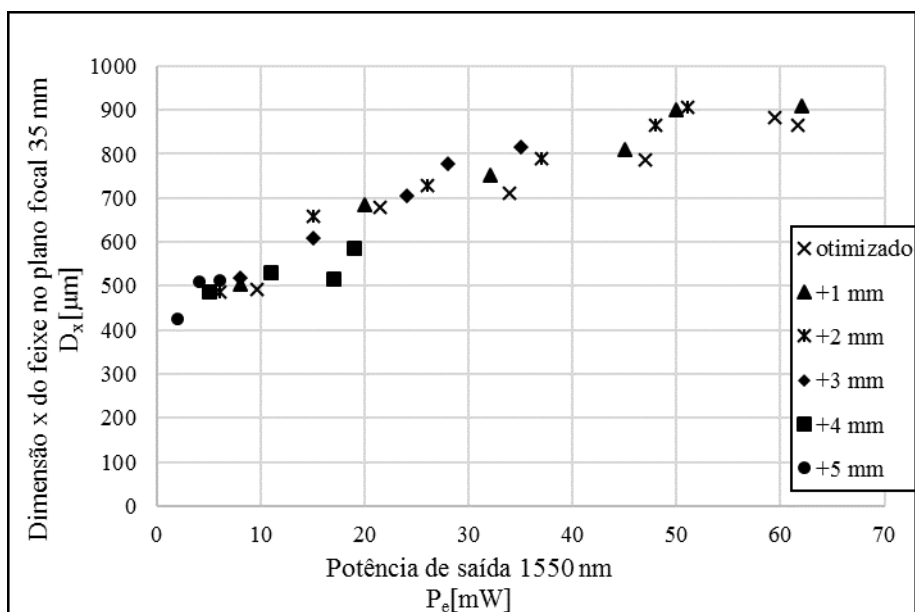


Figura 7.17: Dimensão x do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb de 1 mm no plano focal da lente de 35 mm em função da sua potência óptica de saída. Dados para diferentes configurações, com variação da distância entre o sistema de focagem do bombeamento e o meio ativo.

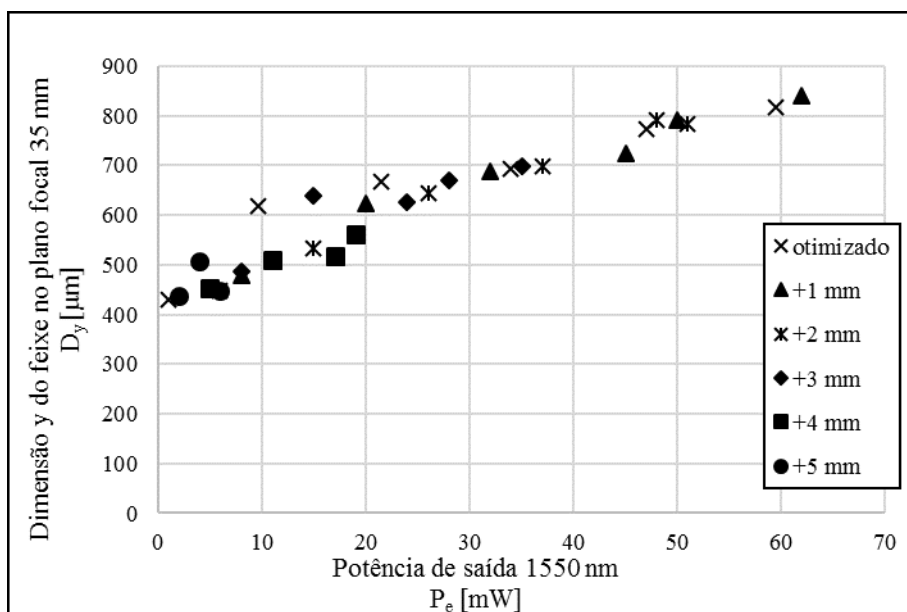


Figura 7.18: Dimensão y do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb de 1 mm no plano focal da lente de 35 mm em função da sua potência óptica de saída. Dados para diferentes configurações, com variação da distância entre o sistema de focagem do bombeamento e o meio ativo.

De um modo geral é notório o aumento da dimensão da imagem do feixe emitido pelo laser de microchip formada pela lente de 35 mm no analisador de feixe em função do aumento da sua potência óptica.

Com base nestes dados, a divergência do feixe para cada configuração analisada foi calculada dividindo a dimensão do feixe pelos 35 mm de distância focal da lente de análise, de acordo com a

equação (5.15). Neste caso, por se considerar o diâmetro do feixe em vez do seu raio, obtém-se a divergência total do feixe, ou seja, 2θ .

Na configuração otimizada, a primeira caracterização do feixe laser produzido foi efetuada com potência de bombeamento de 245 mW. Considerando o raio do feixe de bombeamento de $84,5 \mu\text{m}$, como justificado na secção anterior, estima-se que a densidade de potência de bombeamento seja de 11 W/mm^2 . O feixe produzido é caracterizado por uma potência óptica de 9,6 mW e $492 \mu\text{m}$ de diâmetro no foco da lente de 35 mm. Dividindo esta dimensão do feixe pela distância focal da lente de análise, 35 mm, obtém-se a divergência medida de 14,1 mrad. Por sua vez, de acordo com a divergência de Rayleigh parametrizada pela equação (5.5), a divergência natural do feixe é da ordem de 11,6 mrad.

Dado se tratarem de valores de divergência de pequena magnitude, é possível subtrair o valor da divergência natural do feixe ao resultado experimental, da qual resulta o valor experimental da componente da divergência associada ao efeito de lente térmica, de 2,5 mrad.

Face às estimativas, este valor é $\sim 3\text{x}$ maior que o resultado de 0,8 mrad obtido com o modelo analítico considerando apenas o coeficiente de carga térmica na dissipação de calor, e apenas 1,2x superior aos 2,1 mrad de divergência estimados com a correção no fator de energia dissipada.

A mesma análise foi aplicada aos restantes dados obtidos no estudo da divergência do feixe com o aumento da potência de bombeamento na configuração otimizada do laser, da qual resultam valores experimentais entre 2,4 mrad e 13,1 mrad de divergência. Face às estimativas preliminares estes resultados apresentam diferenças que variam entre 3,0x a 8,7x, enquanto que face às estimativas do pior cenário possível as diferenças variam apenas entre 1,2x e 3,7x. Todos os resultados experimentais têm em comum o facto de serem superiores às estimativas do pior cenário previsto.

Com base nesta evidência, graficamente apresentam-se comparados apenas os dados experimentais com as estimativas referentes ao pior cenário. Para esta configuração otimizada do laser de microchip com meio ativo de 1 mm, os dados estão representados no gráfico da **Figura 7.19**.

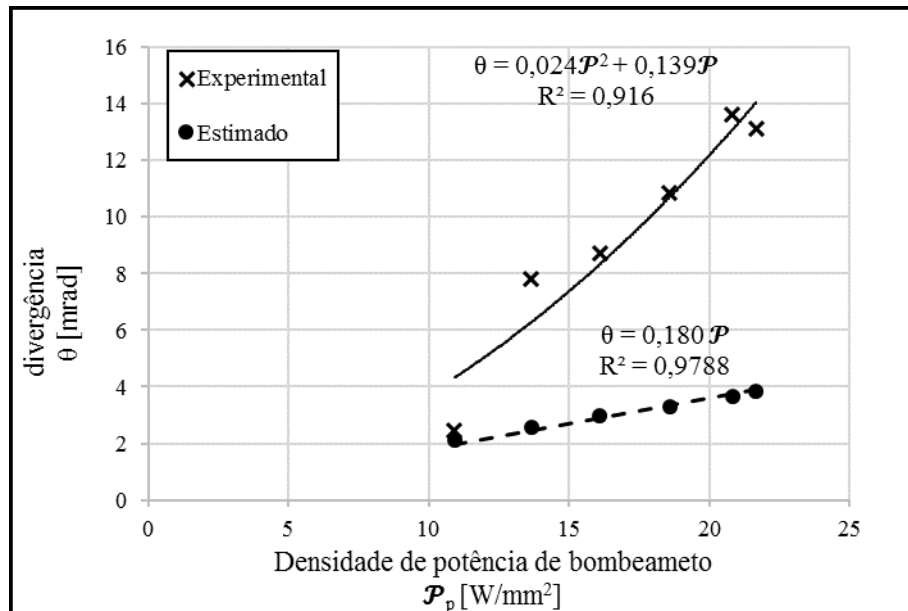


Figura 7.19: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1 mm. Dados da configuração otimizada em função da densidade de potência dissipada no meio ativo.

Como anteriormente explicado, é visível o aumento da divergência em função da densidade de potência do bombeamento óptico, resultante do aumento do módulo da distância focal da lente térmica negativa. Neste laser, dada a variação do índice de refração do meio ativo com a temperatura ser negativa, a lente térmica equivalente é sempre divergente, de onde resulta a distância focal negativa. Esta variação é justificada pelo aumento da potência de bombeamento mantendo fixa a dimensão do feixe de bombeamento, do qual resulta um aumento da densidade de potência concentrada na mesma área e, conseqüentemente, o aumento do gradiente térmico no meio ativo. Portanto, o comportamento dos resultados experimentais está de acordo com o previsto.

Aos dados experimentais foi realizado um ajuste quadrático enquanto que aos dados estimados foi ajustada uma reta. Em ambos os casos forçou-se a passagem dos ajustes na origem, dado que para densidade de potência de bombeamento nulo não existe a criação de um feixe na cavidade ressonante do laser de microchip e, portanto, o valor da divergência é nulo.

Para realizar uma comparação entre as características dos dois ajustes, particularmente entre os seus declives, é necessário considerar o declive do ajuste quadrático no ponto médio dos dados experimentais, dado se estar a comparar um ajuste quadrático com um ajuste linear. Portanto, considere-se o declive do ajuste quadrático para $\mathcal{P}_p = 15 \text{ W/mm}^2$, de $0,859 \text{ mrad/W/mm}^2$. Este valor representa o declive médio associado aos dados experimentais obtidos.

Comparando com o declive da reta de ajuste às estimativas da divergência, de $0,180 \text{ mrad/W/mm}^2$, a variação da divergência experimental é, em média, $\sim 4,8x$ superior à variação da divergência estimada.

A mesma análise foi realizada para as restantes configurações de bombeamento estudadas, com variação da distância axial do meio ativo relativamente à posição óptima do feixe de bombeamento. Nos gráficos das Figuras 7.20 a 7.22 apresentam-se os dados para variações de 1 mm, 2 mm e 3 mm, às quais correspondem aumentos estimados de $3 \text{ }\mu\text{m}$, $6 \text{ }\mu\text{m}$ e $13 \text{ }\mu\text{m}$ no raio do feixe de bombeamento, respetivamente, de acordo com análise apresentada em 7.1 Dimensão do feixe de bombeamento.

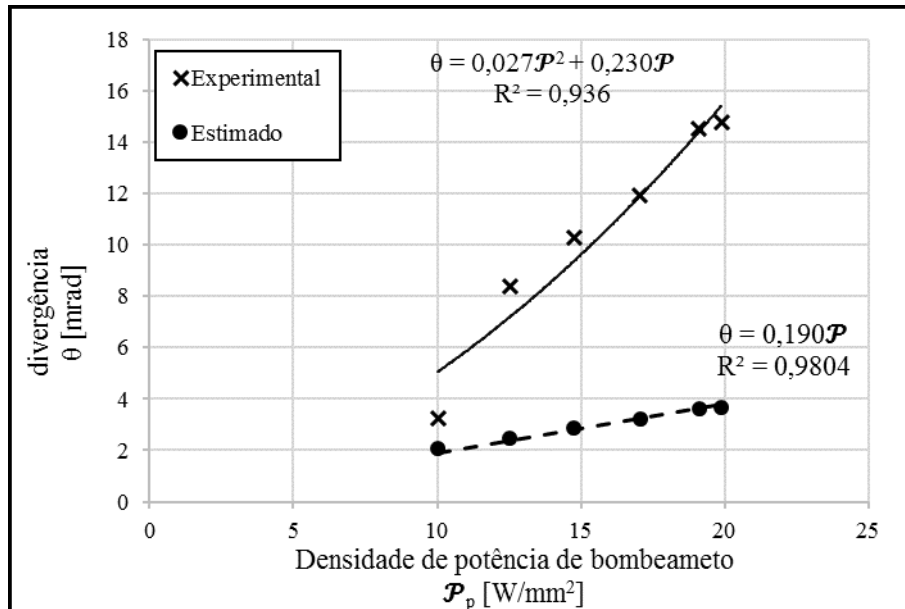


Figura 7.20: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de $176 \text{ }\mu\text{m}$, em função da densidade de potência dissipada no meio ativo.

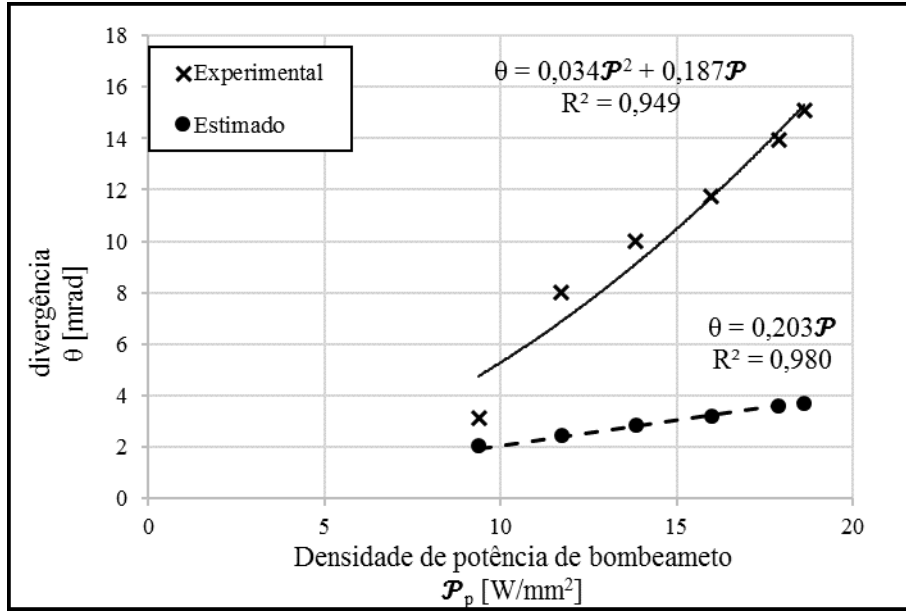


Figura 7.21: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de 182 μm, em função da densidade de potência dissipada no meio ativo.

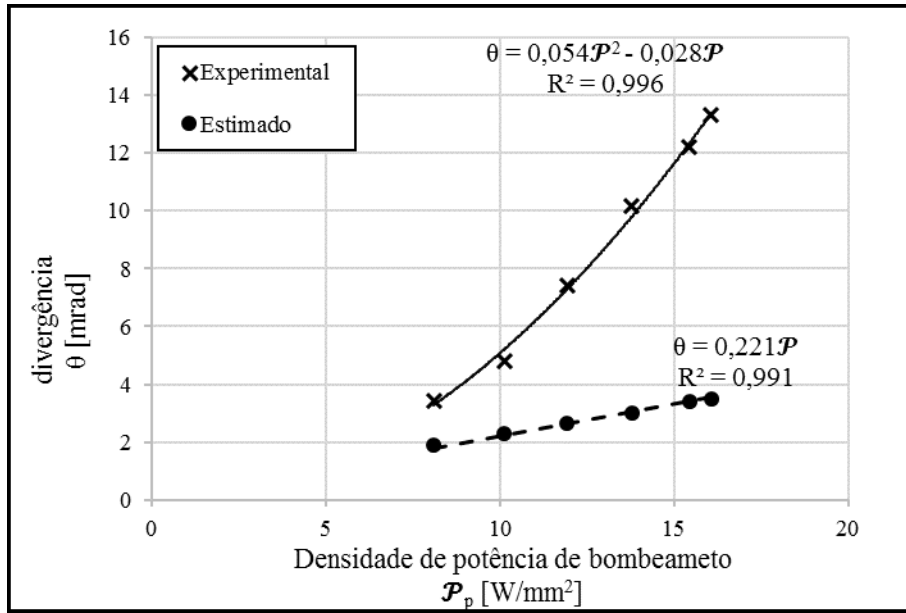


Figura 7.22: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de 196 μm, em função da densidade de potência dissipada no meio ativo.

Dos dados experimentalmente obtidos confirma-se novamente que, como esperado, a variação da divergência do laser depende da densidade de potência de bombeamento e não apenas da dimensão do feixe de bombeamento por si só. Em todas as configurações de bombeamento analisadas verificou-se o aumento da divergência com o aumento da densidade de potência de bombeamento do meio ativo.

Nestas configurações estudadas, a densidade de potência de bombeamento variou entre 11 W/mm² e 22 W/mm², das quais resultaram a geração de feixes laser de Er:Yb com divergência entre 13 mrad e 26 mrad. Subtraindo o valor da divergência natural do feixe estimada para cada configuração (varia entre 10,0 mrad e 11,6 mrad, dependendo da dimensão do feixe de bombeamento), os valores experimentais para a componente da divergência associada ao efeito de lente térmica variam entre 3 mrad e 15 mrad (dados representados nos gráficos anteriores).

Tal como para os dados da configuração otimizada, em cada configuração estudada foi ajustada uma curva quadrática aos dados experimentais, com a condição de passagem pela origem. É de salientar o comportamento semelhante dos dados experimentais divergência face à densidade de potência de bombeamento em todas as configurações analisadas, onde varia a dimensão do feixe de bombeamento na face de entrada do meio ativo.

Aplicando a mesma aproximação de calcular o declive do ajuste quadrático para o ponto médio dos dados experimentais, obtém-se variações médias de divergência experimental de 1,040 mrad/W/mm², 1,139 mrad/W/mm² e 1,268 mrad/W/mm² para as configurações com feixe de bombeamento de 176 µm, 182 µm e 196 µm, respetivamente. Os declives das respetivas estimativas são de 0,190 mrad/W/mm², 0,203 mrad/W/mm² e 0,221 mrad/W/mm².

Portanto, as variações médias dos valores experimentais são 5,5x, 5,6x e 5,7x superiores às variações das respetivas estimativas em cada uma das configurações não otimizadas estudadas.

Esta diferença aproximadamente constante face aos valores estimados pelo modelo utilizado revela claramente a existência de um fator sistemático entre o modelo e os resultados, não obstante da reduzida amostragem experimental e das pequenas variações da densidade de potência do bombeamento analisadas, dadas as limitações inerentes ao equipamento e montagem experimental no que diz respeito a variações da dimensão e da potência do feixe de bombeamento.

O elevado número de variáveis envolvidas neste estudo e as respetivas aproximações/assunções realizadas terão um impacto bastante significativo neste resultado. Em particular, o diâmetro do feixe de bombeamento focado no meio ativo é a variável estimada com maior influência no resultado, dado o seu papel central quer no modelo analítico considerado quer na estimativa da densidade de potência do bombeamento do meio ativo no tratamento dos resultados experimentais.

Com a montagem experimental implementada não é possível conhecer com exatidão essa grandeza em cada configuração do bombeamento testada. As diferenças entre o valor estimado e real do diâmetro do feixe de bombeamento, ainda que pequenas, levam a estimativas de divergência enganadoras, sobretudo devido ao fator quadrático associado a esta grandeza no modelo utilizado para o cálculo da distância focal associada ao efeito de lente térmico induzido no meio ativo.

O outro fator de maior relevância para a discrepância entre resultados estimados e experimentais será a percentagem de potência de bombeamento dissipada no meio ativo sob a forma de calor, sendo igualmente impossível determinar com exatidão o seu real valor. Como anteriormente explicado, considerar a diferença entre a potência do feixe de bombeamento e a potência de saída do feixe criado no meio ativo em detrimento do fator de carga térmica de apenas 37%, inicialmente assumido no modelo analítico, revelou-se um fator preponderante para diminuir a diferença entre a estimativa e o resultado experimental. Contudo, é de salientar novamente que se trata de uma análise pessimista, para o pior caso possível.

Contudo, considerando este fator corretivo, de acordo com o modelo de temperatura considerado, estima-se que a temperatura no meio ativo atinja valores máximos da ordem de 500 °C, o que corresponde precisamente à ordem de grandeza da temperatura de transição líquida característica dos vidros de fosfato (varia entre ~480 °C e ~650 °C, dependendo da composição do vidro). Ou seja, a esta temperatura o vidro apresenta propriedades de viscosidade que contribuirão para a criação de deformações no meio ativo, podendo originar efeitos não lineares com influência direta nas propriedades ópticas do feixe laser gerado na cavidade ressonante. Assim, contrariamente ao inicialmente previsto com os cálculos preliminares realizados em 4.Cálculo de efeitos térmicos na cavidade de um laser de microchip de Er:Yb, os efeitos de deformação da superfície do meio ativo deixam de ser negligíveis e poderão ter um efeito bastante significativo nas propriedades ópticas do feixe laser gerado. Portanto, as aproximações assumidas pelo modelo analítico utilizado para estimar do efeito de lente térmica deixarão de ser válidas, bem como parte das aproximações realizadas no tratamento dos resultados experimentais.

Estas estimativas de temperatura bastante elevada no meio ativo poderão justificar os problemas verificados macroscopicamente de degradação do revestimento antirreflexo para o comprimento de onda do bombeamento, 980 nm, na face de entrada do meio ativo. Como consequência desta degradação, a reflexão do feixe de bombeamento à entrada do meio ativo aumentará consideravelmente, reduzindo a eficiência do acoplamento do bombeamento no meio ativo e afetando as propriedades do feixe gerado na cavidade ressonante. Devido ao alinhamento paralelo otimizado entre o laser de bombeamento e o meio ativo, o feixe refletido é direcionado precisamente para o sistema de focagem do bombeamento e reentra na fibra óptica acoplada ao laser de díodo. Estas evidências poderão justificar a degradação verificada no decorrer das atividades experimentais em dois lasers de díodo utilizados no bombeamento do sistema, resultando daí as limitações na potência de bombeamento anteriormente referidas.

Uma outra abordagem mais heurística que poderá justificar a diferença entre os resultados experimentais e as estimativas da divergência em todos os casos analisados passa por ter em conta as sucessivas reflexões do feixe no interior da cavidade ressonante. Portanto, nesta aproximação considere-se que a cavidade ressonante é composta pela lente térmica, ou seja, uma lente de distância focal negativa, inserida entre dois espelhos planos com refletividade ideal de 100% e de 98%, correspondendo o último ao espelho de saída utilizado no laser de microchip.

Assumindo que numa primeira passagem pela cavidade ressonante o feixe é perfeitamente colimado, ao atravessar a lente o feixe diverge. A divergência resultante pode ser aproximadamente determinada por considerações geométricas tendo em conta a dimensão do feixe e da distância focal da lente térmica. De seguida, ao atingir o espelho de saída, o feixe é refletido e atravessa novamente a lente, aumentando a sua divergência dado já não se tratar de um feixe colimado, mas sim de um feixe divergente a atravessar uma lente de distância focal negativa. Depois, é refletido pelo espelho de entrada da cavidade ressonante, voltando a atravessar a lente térmica e seguindo para ser mais uma vez refletido no espelho de saída. O processo repete-se sucessivamente até o feixe ser transmitido pelo espelho de saída. Portanto, considera-se que o feixe atravessa a lente térmica não apenas uma vez, como até então assumido, mas sim um n número de vezes.

Numa aproximação paraxial, e desprezando o comprimento milimétrico da cavidade ressonante, pela equação de lentes finas obtém-se que a potência total de um conjunto de lentes sucessivas é dada pela soma individual da potência de cada uma das lentes. Portanto, seja $P_{dn,dT} = \frac{1}{f_{dn,dT}}$ a potência da lente térmica estimada pelo modelo utilizado, a potência óptica total a que o feixe é sujeito no interior da cavidade ressonante é dada por

$$P_{total} = nP_{dn,dT} = \frac{n}{f_{dn,dT}} \quad (7.7)$$

Invertendo a equação (7.7) obtém-se a nova distância focal equivalente do efeito de lente térmica:

$$f_{lente térmica} = \frac{f_{dn,dT}}{n} \quad (7.8)$$

Tendo em conta a dependência inversa entre a divergência do feixe e a distância focal equivalente do efeito de lente térmica, a divergência final será afetada pelo fator n , ficando

$$\theta_{total} = n\theta \quad (7.9)$$

Esta correção poderá justificar a discrepância entre os resultados experimentais e as estimativas preliminares obtidas com o modelo utilizado, sendo que temos experimentalmente um valor sistemático de $n \cong 5$.

7.4.3 Meio ativo de 1,5 mm

A mesma análise da divergência do feixe laser produzido pelo meio ativo de Er:Yb de 1 mm foi realizada para o feixe produzido na cavidade óptica com o meio ativo de 1,5 mm.

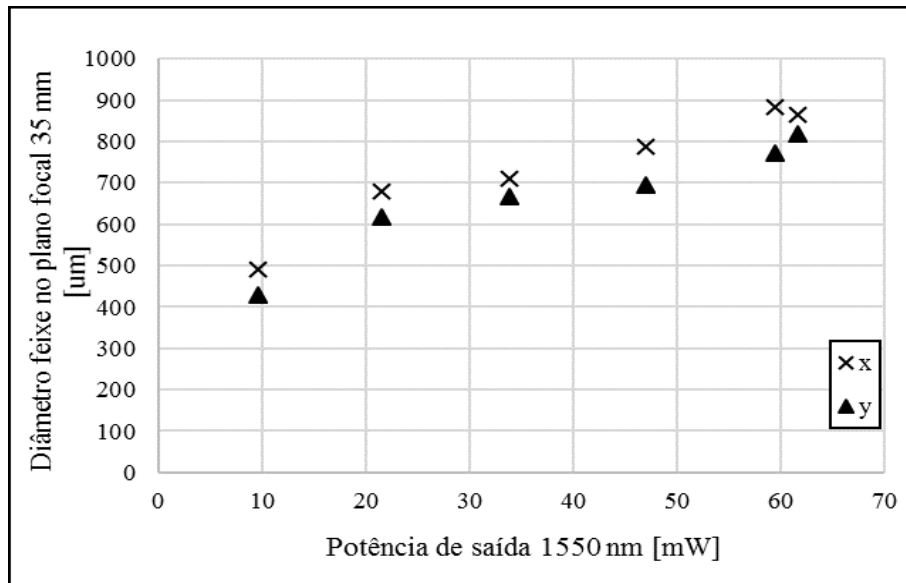


Figura 7.23: Dimensões x e y do feixe emitido pelo laser de microchip de Er:Yb com meio ativo de 1,5 mm no plano focal da lente de 35 mm em função da sua potência de saída.

Para este meio ativo de 1,5 mm foi possível realizar o estudo da divergência do feixe produzido em três configurações de bombeamento distintas: com distância do bombeamento otimizada e com desvios de 1 mm e 2 mm face a essa mesma configuração. Assumindo as mesmas aproximações anteriores, estas configurações correspondem a diâmetros do feixe de bombeamento de 169 μm , 176 μm e 182 μm .

Dos resultados experimentais obtiveram-se valores de divergência entre 13,1 mrad e 23,7 mrad. Após subtrair a estimativa da divergência natural do feixe (de 11,6 mrad, 11,2 mrad e 10,3 mrad para as três configurações analisadas, respetivamente), estes resultados variam entre 1,6 mrad e 11,5 mrad.

Face às estimativas do pior cenário possível, os resultados experimentais são superiores por fatores que variam entre 1,6 e 5,7.

Nos gráficos das Figuras 7.24 a 7.26 apresentam-se os resultados experimentais e a estimativa de pior cenário possível para cada uma das configurações analisadas.

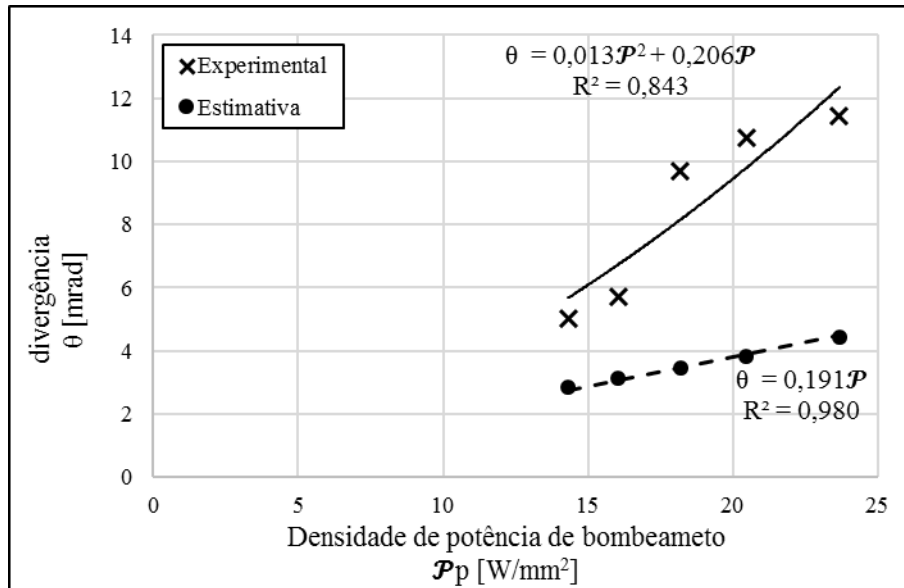


Figura 7.24: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1,5 mm. Dados da configuração otimizada, com feixe de bombeamento estimado de 169 μm, em função da densidade de potência dissipada no meio ativo

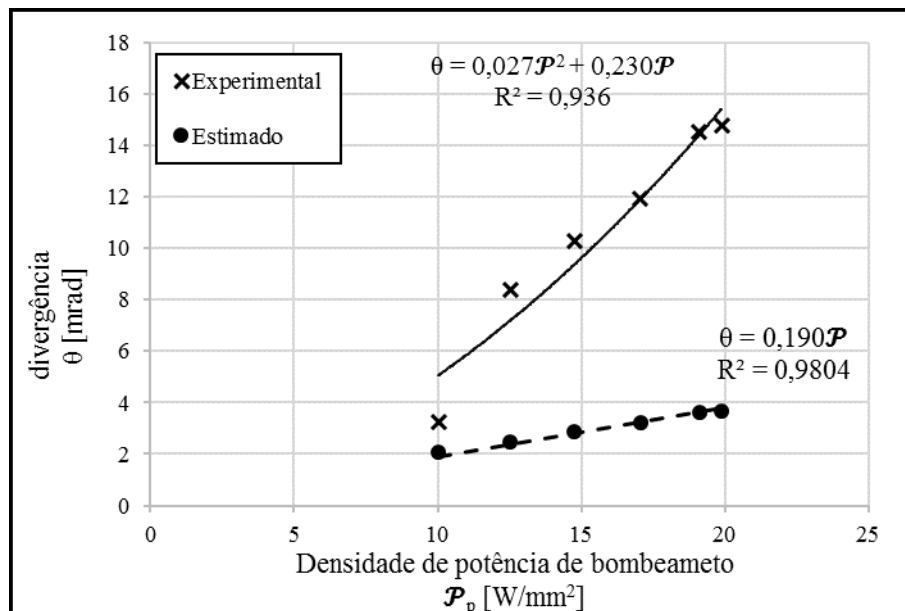


Figura 7.25: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1,5 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de 176 μm, em função da densidade de potência dissipada no meio ativo

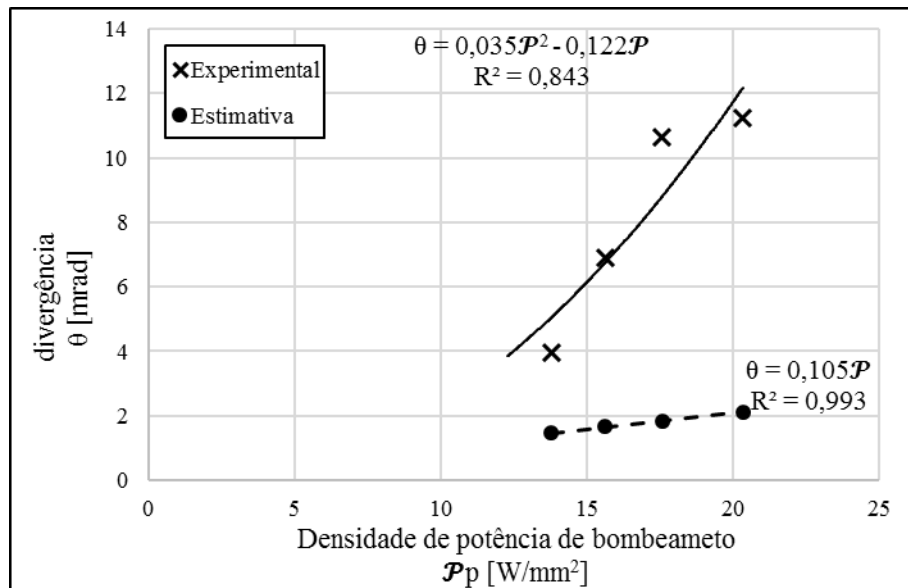


Figura 7.26: Divergências experimental e estimada do feixe laser emitido pelo laser de microchip com meio ativo de Er:Yb de 1,5 mm. Dados da configuração com feixe de bombeamento estimado de 182 μm , em função da densidade de potência dissipada no meio ativo

A tendência da variação dos dados experimentais é novamente homogênea entre as três configurações de bombeamento analisadas e assemelha-se também à mesma tendência de aumento da divergência com a densidade de potência de bombeamento verificada na análise do feixe produzido pelo laser de microchip com meio ativo de 1 mm.

Tal como no estudo do meio ativo de 1 mm, a ordem de grandeza dos resultados experimentais da divergência e o comportamento em função da densidade de potência de bombeamento são idênticos comparando entre as três configurações de bombeamento testadas. Portanto, confirma-se novamente a relação de dependência entre a divergência e a densidade de potência do bombeamento e não isoladamente da dimensão do feixe de bombeamento.

Aos dados experimentais foram igualmente realizados ajustes quadráticos com passagem na origem. No entanto, estes ajustes não se aproximam tão bem do comportamento dos dados quanto no caso do meio ativo de 1 mm. Esta evidência poderá estar relacionada com a menor eficiência do meio ativo de 1,5 mm, dado a maior taxa de absorção interna inerente ao aumento da dimensão da cavidade óptica por comparação com o meio ativo de 1 mm. Portanto, é possível que existam efeitos não lineares mais acentuados neste meio ativo, 50% maior que o primeiro analisado.

Realizando a mesma aproximação de considerar o declive do ajuste quadrático no ponto médio dos dados experimentais, obtém-se variações médias da divergência experimental de, 0,700 mrad/W/mm², 0,995 mrad/W/mm² e 1,068 mrad/W/mm². Comparativamente às estimativas de 0,191 mrad/W/mm², 0,202 mrad/W/mm² e 0,105 mrad/W/mm², os resultados experimentais são superiores por fatores de 3,7x, 4,9x e 10,2x, respetivamente.

Portanto, à exceção da última configuração analisada, com feixe de 182 μm , o fator de diferença sistemático entre resultados experimentais e estimados é da mesma ordem de grandeza do determinado na análise dos dados da divergência para o meio ativo de 1 mm. Contudo, estes fatores não são tão constantes entre configurações de bombeamento como verificado para o meio ativo mais pequeno.

Esta diferença entre resultados estimados e experimentais pode ser justificada pela mesma argumentação apresentada para o caso do meio ativo de 1 mm.

O reduzido número de dados obtidos, devido às restrições da montagem experimental, contribui para a incerteza na análise do comportamento dos resultados, pelo que não é possível retirar outras conclusões dos mesmos.

7.5 VARIAÇÃO DA ESPESSURA DO MEIO ATIVO

Com os resultados anteriores de eficiência e divergência para os dois meios ativos, apresenta-se de seguida uma breve comparação do comportamento do laser de microchip em função da dimensão da cavidade óptica no que respeita às características estudadas.

Saliente-se que as concentrações de dopagem dos meios ativos com iões de Er^{3+} e Yb^{3+} são iguais para ambos os meios estudados.

7.5.1 Eficiência

Na **Figura 7.27** mostra-se graficamente as diferenças entre a evolução da eficiência do laser de microchip em função da variação da distância entre o sistema de bombeamento e o meio ativo, face à posição otimizada, para os meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm.

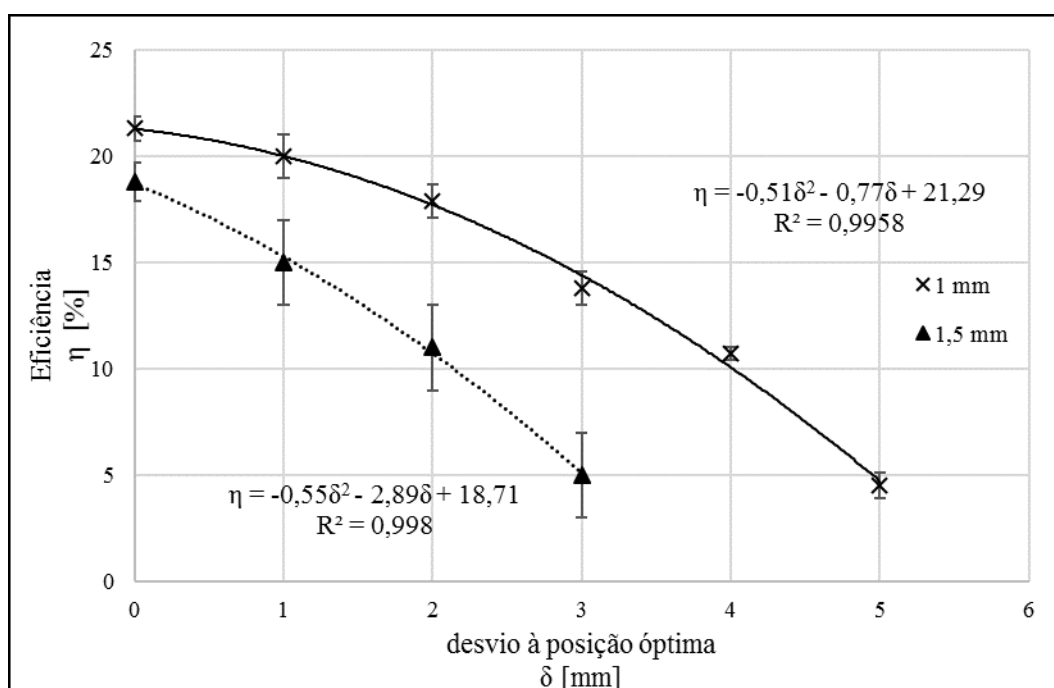


Figura 7.27: Variação da eficiência do laser de microchip desenvolvido em função do desvio à posição ótima de bombeamento com meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm de espessura.

Verifica-se de um modo geral uma menor eficiência no meio ativo de 1,5 mm, sendo que comparando as configurações otimizadas a diferença é de ~2,3% (19,0% de eficiência com o meio ativo de 1,5 mm e 21,3% com o meio ativo de 1 mm), variando quadraticamente até uma diferença da ordem de 10% (diferença entre 5% e 15% de eficiência nos meios ativos de 1,5 mm e 1 mm, respetivamente) para um desvio de 3 mm face às configurações otimizadas.

Portanto, com o aumento do meio ativo em 50% (de 1 mm para 1,5 mm) a eficiência do laser de microchip diminui consideravelmente, derivado ao aumento do número de iões presentes no meio e consequente aumento do fenómeno de reabsorção durante a geração do feixe laser no interior da cavidade ressonante.

7.5.2 Potência mínima de bombeamento

Na **Figura 7.28** apresenta-se a variação da potência mínima de bombeamento necessária para iniciar a emissão de feixe pelo laser de microchip desenvolvido com os meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm.

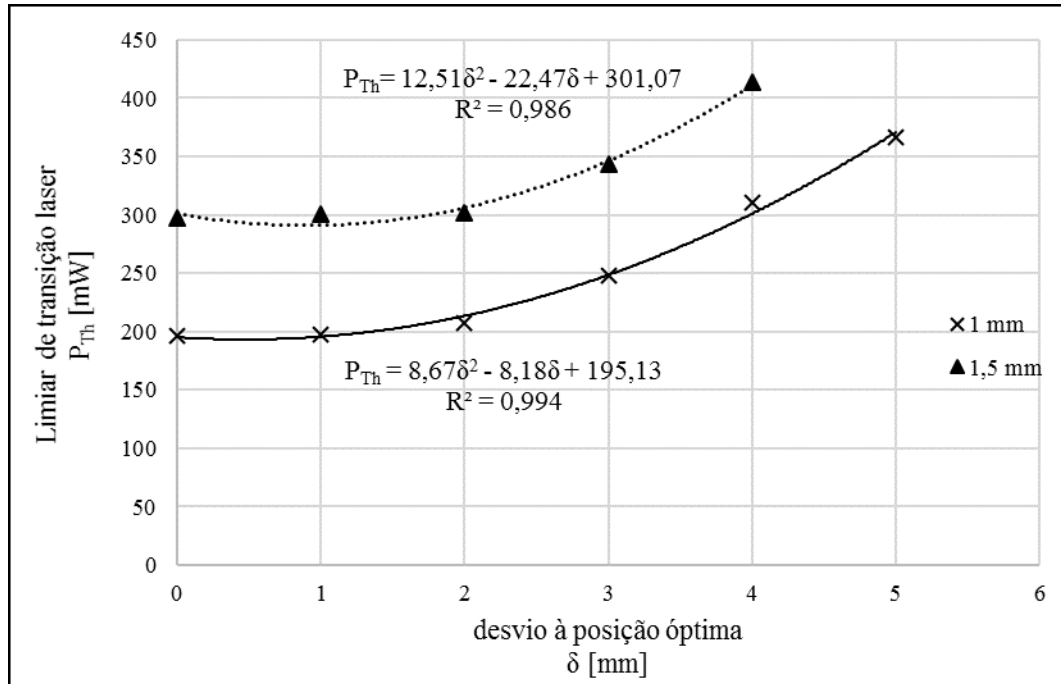


Figura 7.28: Variação do limiar mínimo de potência de bombeamento do laser de microchip desenvolvido em função do desvio à posição ótima do bombeamento com meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm de espessura.

Pela mesma justificação apresentada na análise da variação da eficiência em função do tamanho do meio ativo, o mínimo de potência de bombeamento necessária para iniciar a emissão laser pela cavidade ressonante aumenta com o tamanho do meio/da cavidade. Ou seja, dado a menor quantidade de íons presentes no meio ativo, é necessária uma menor quantidade de energia para iniciar a emissão laser com o meio ativo de 1 mm dopado com íons de Er^{3+} e Yb^{3+} .

Nas configurações otimizadas, a diferença é de 105 mW e mantém-se aproximadamente constante comparando entre as restantes configurações.

7.5.3 Divergência

Na **Figura 7.29** estão agrupados os resultados da divergência dos feixes laser emitidos pelo laser de microchip nas suas configurações otimizadas com os meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm.

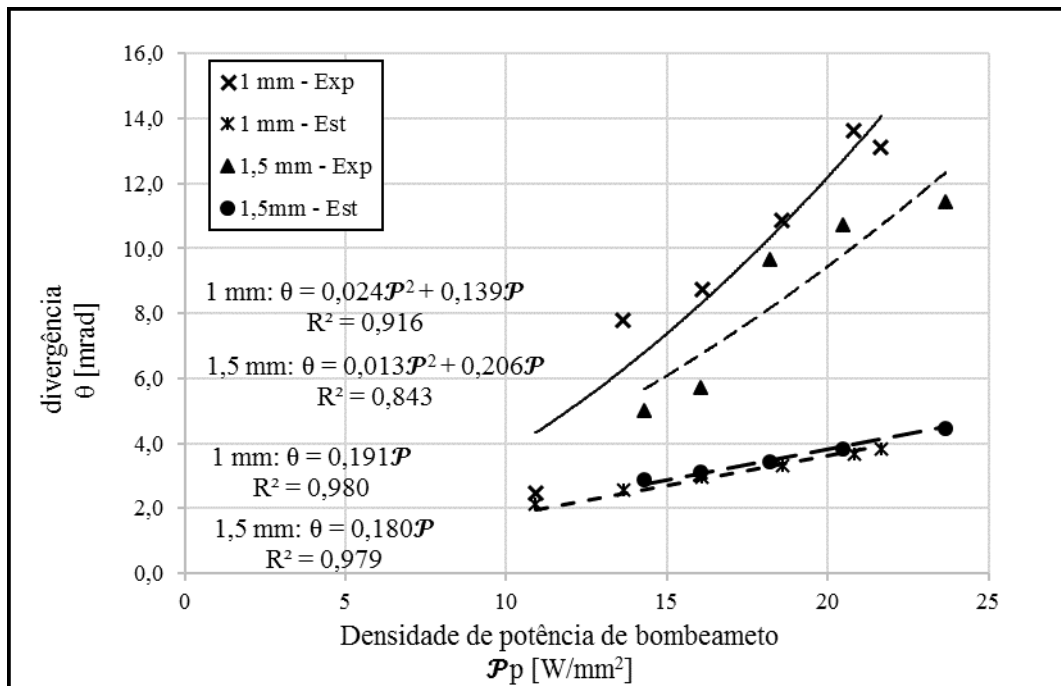


Figura 7.29: Divergência associada ao efeito de lente térmica em função da densidade de potência de bombeamento nas configurações otimizadas do laser de microchip com meio ativo de 1 mm e de 1,5 mm.

Como é visível no gráfico, as estimativas para a divergência com ambos os meios ativos são idênticas para as mesmas densidades de potência de bombeamento. Os resultados experimentais são também da mesma ordem de grandeza, com tendência semelhante entre os dois meios. Inclusivamente, verifica-se que a diferença entre a variação média da divergência experimental e a variação da divergência estimada é idêntica nos dois casos: experimentalmente os resultados são ~5x superiores aos estimados.

No caso do meio ativo de 1 mm, o aumento da divergência mostra um comportamento mais abrupto, o que poderá estar relacionado com o facto de temperatura estimada no interior do meio ativo ser superior à temperatura do meio ativo de 1,5 mm nas mesmas condições de bombeamento, acentuando eventuais efeitos não lineares no material que se traduzam num aumento da divergência do feixe gerado na cavidade ressonante.

Tendo em conta as estimativas próximas entre si, não é possível retirar mais conclusões relativamente a eventuais diferenças na divergência do feixe produzido em função da dimensão do meio ativo do laser de microchip.

8 CONCLUSÕES E PERSPETIVAS DE TRABALHO FUTURO

Como inicialmente proposto, nesta dissertação foram apresentados os resultados do estudo do impacto dos efeitos térmicos num laser de microchip opticamente bombeado por um laser de díodo.

Da revisão bibliográfica realizada concluiu-se que se encontram identificados quatro efeitos distintos consequentes da dissipação térmica em lasers de microchip: o efeito de lente térmica; o aparecimento de tensões térmicas no material que compõe o meio ativo e consequente efeito de birrefringência; a deformação das extremidades da cavidade ressonante e a alteração do comprimento de onda da radiação emitida.

Os dois primeiros efeitos são resultado do gradiente térmico que se estabelece ao longo do volume do meio ativo, em função da dissipação de calor que ocorre radial e longitudinalmente desde a pequena área em que é focado o feixe do bombeamento óptico até às extremidades do meio. O índice de refração do material varia localmente de acordo com esse gradiente estabelecido, criando o efeito associado ao de uma lente. Por atuar como uma lente, este efeito térmico é designado por efeito de lente térmica e é caracterizado por uma distância focal. Quanto maior o gradiente térmico, menor o módulo dessa distância. Como consequência do mesmo, a divergência do feixe produzido na cavidade óptica é afetada, sendo tanto maior quanto maior for o gradiente térmico. Dada esta evidência, a análise do impacto dos efeitos térmicos no laser de microchip desenvolvido focou-se no estudo da variação da divergência do feixe gerado de 1550 nm em função das propriedades do bombeamento óptico do meio ativo.

A birrefringência originada pelo gradiente térmico não foi tida em conta em qualquer análise experimental dado que na bibliografia consultada é reportado que este efeito é negligível por comparação com a variação do índice de refração do meio ativo com a temperatura.

A deformação das extremidades também ocorre devido à expansão térmica do material, sobretudo na face de entrada do meio ativo, onde incide o bombeamento óptico. Contudo, nos cálculos preliminares da estimativa da ordem de grandeza destes efeitos térmicos nas condições de operação previstas para o laser de microchip desenvolvido verificou-se que a distância focal efetiva resultante deste efeito de deformação é cerca de três ordens de grandeza superior à distância focal efetiva do gradiente de índice de refração estabelecido no interior do meio ativo. Portanto, para as condições de bombeamento em estudo considerou-se negligível este efeito, não tendo sido considerado nas análises subsequentes.

Por fim, dado não ser alvo de estudo nesta fase do desenvolvimento do laser de microchip, o desvio espectral do comprimento de onda do feixe gerado não foi analisado. Este desvio ocorre também devido à dependência térmica do índice de refração. Contudo, é de referir que para análises futuras das características da luz laser emitida pelo laser de microchip este efeito deve ser tido em consideração.

Resumindo, a análise do impacto dos efeitos térmicos no laser de microchip ficou circunscrita ao estudo da divergência do feixe em resultado do gradiente de índice de refração estabelecido no meio ativo. Pelos cálculos preliminares realizados com base nos modelos analíticos utilizados, previu-se que o impacto dos efeitos térmicos no meio ativo do laser de microchip fosse bastante significativo, sobretudo quando operado em modo de bombeamento contínuo. O meio atinge temperaturas elevadas, da ordem de algumas centenas de °C, sendo particularmente crítico quando se aproxima da temperatura de transição líquida do vidro de fosfato que compõe o meio ativo, da ordem de 550 °C.

Portanto, foi necessário projetar e implementar um sistema de caracterização da divergência do feixe laser infravermelho produzido pelo microchip laser de Er:Yb compatível com a montagem do mesmo e com as suas propriedades ópticas (comprimento de onda, potência óptica, etc.).

Após a validação da prova de conceito, foi implementado um sistema baseado na técnica do plano focal, o qual consiste em analisar a dimensão do feixe no plano focal de uma lente positiva de potência focal conhecida. A calibração deste sistema é um dos pontos críticos, dado ser necessário otimizar a

posição do detetor face à lente de modo a garantir que a imagem do feixe é obtida no plano focal da mesma. Com um analisador de feixe sensível a comprimentos de onda correspondente ao infravermelho próximo e uma lente de 35 mm de distância focal montou-se o sistema de análise da divergência do feixe produzido pelo laser de microchip de Er:Yb.

Além deste sistema de análise de divergência, todo o sistema optomecânico necessário para montar, ajustar e caracterizar o laser de microchip foi desenvolvido e implementado com o maior número de graus de liberdade possível para permitir a versatilidade necessária entre o ajuste e a caracterização do laser de microchip nesta fase preliminar do desenvolvimento do mesmo. Um dos pontos chave deste sistema é a possibilidade de facilmente se poder ajustar os parâmetros de bombeamento (potência e diâmetro do feixe, em particular) tal como pretendido para estudar a sua influência nas propriedades ópticas do feixe laser gerado. Para tal, também um sistema de análise do feixe laser de bombeamento foi implementado, permitindo uma caracterização completa do mesmo. A descrição completa da montagem e do procedimento experimental desenvolvido foi apresentada nesta dissertação.

A caracterização do laser de microchip foi realizada para dois meios ativos com iguais concentrações de iões de Er^{3+} e Yb^{3+} ($1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ e $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, respetivamente), diferindo na sua espessura: um meio ativo de 1 mm e outro de 1,5 mm. Deste modo foi possível analisar e retirar conclusões sobre a influência do comprimento do meio ativo nas propriedades do laser.

A primeira caracterização realizada foi da eficiência do laser de microchip, comparando a potência óptica do feixe emitido pelo espelho de saída da cavidade ressonante com a potência óptica do feixe de bombeamento focado no meio ativo.

A configuração ótima do laser foi definida pela distância entre o sistema de bombeamento (onde e inclui o seu subsistema de focagem) e o meio ativo e pelo alinhamento entre os diferentes componentes ópticos que garantisse a maximização da potência óptica do feixe gerado na cavidade ressonante para um valor fixo de potência de bombeamento.

Nas configurações otimizadas do laser de microchip, para um bombeamento óptico máximo da ordem de 500 mW foi possível gerar feixes de luz laser com potência de saída máxima da ordem de 60 mW com o meio ativo de 1 mm e da ordem de 40 mW com o meio ativo de 1,5 mm. Nestas configurações, o limiar de transição laser situa-se em $\sim 195 \text{ mW}$ e $\sim 297 \text{ mW}$ de potência do bombeamento óptico de 975 nm, respetivamente. Após o limiar de transição, a eficiência do laser em potência, comparativamente à potência do bombeamento óptico, é de 21,3% com o meio ativo de 1 mm e de 18,8% com o meio ativo de 1,5 mm.

Esta diferença entre as eficiências dos dois meios aumenta gradualmente à medida que se afasta o feixe de bombeamento da sua posição ótima. Por exemplo, para um afastamento de 1 mm as eficiências diminuem para 20% e 15%, e para um afastamento limite de 4 mm diminuem para 10,7% e 2,8%, respetivamente. Desta análise mostra-se o quão crítico é garantir o correto posicionamento milimétrico entre o sistema de bombeamento e o meio ativo de modo a otimizar todo o sistema do laser de microchip.

As diferenças entre as eficiências obtidas para os meios ativos de 1 mm e de 1,5 mm, sempre inferior no último, têm a mesma justificação pela qual o limiar de transição laser é sempre superior no meio ativo maior: o número de átomos presentes no meio ativo é superior, pelo que é necessária maior densidade fotónica para atingir o estado de inversão de população e, por consequência, fenómenos de reabsorção são também mais significativos.

No que se refere à divergência do feixe, a análise foi realizada com maior incerteza devido às diversas estimativas realizadas que têm sobretudo influência na comparação entre os resultados experimentais e a estimativa final do valor da divergência para cada configuração de bombeamento testada.

Logo à partida, no modelo analítico do perfil térmico estabelecido no interior do meio ativo é necessário introduzir a dimensão do feixe de bombeamento. Ainda que esta grandeza tenha sido previamente caracterizada para diversos desvios milimétricos ao foco do feixe de bombeamento, não é possível determinar qual a dimensão do bombeamento à entrada do meio ativo que otimiza o

funcionamento do laser de microchip. Como tal, para ter um valor de referência, foi assumido que esta otimização corresponde ao acoplamento entre o diâmetro mínimo do feixe de bombeamento e a entrada do meio ativo, dado se tratar da configuração em que a densidade potência é máxima. Portanto, a estimativa da densidade de potência do bombeamento, dada pela razão entre a potência e a área do bombeamento, está sujeita ao mesmo grau de incerteza.

Esta aproximação é utilizada de novo no cálculo final da divergência estimada: em termos geométricos é aproximada pelo cálculo do arcotangente da razão entre a dimensão do feixe de bombeamento e a distância focal do efeito de lente térmica, obtida pelo modelo analítico da mesma.

Para minimizar a influência desta aproximação na incerteza da estimativa da divergência do feixe laser induzida pelo efeito de lente térmica seria necessário implementar um sistema de análise em que se garantisse conhecer com maior exatidão o diâmetro do feixe de bombeamento à entrada do meio ativo do laser de microchip. Isto poderá ser realizado numa montagem em que se consiga substituir um detetor pelo meio ativo exatamente na mesma posição longitudinal face ao laser de bombeamento, garantindo que a posição não é alterada durante o processo de troca entre o sistema de análise da dimensão do feixe e o meio ativo.

Além deste fator, um parâmetro crítico que é tido em conta no modelo analítico é a percentagem de potência do bombeamento que é dissipada sob a forma de calor no interior do meio ativo. No modelo inicial apenas é contabilizada o mínimo de energia dissipada sob a forma de calor no processo de conversão energética entre os fotões de 980 nm do bombeamento e os fotões de 1550 nm do feixe laser produzido na cavidade ressonante, que no caso deste laser de microchip corresponde a 37% de potência dissipada. Contudo, é conhecida a baixa eficiência característica dos lasers, havendo outras perdas de potência de bombeamento que se traduzem em potência dissipada em calor no meio ativo.

Com base nos dados disponíveis, foi realizada uma estimativa de pior cenário possível em que se considera como potência dissipada no meio ativo a diferença entre a potência óptica do feixe de bombeamento e a potência óptica medida do feixe de saída. Ou seja, nesta abordagem considerou-se que toda a potência de bombeamento chega ao meio ativo. No entanto, é sabido que, à entrada do meio ativo, parte do feixe de bombeamento é refletido pela superfície espelhada, ainda que seja minimizada pelo revestimento antirreflexo depositado nessa superfície. Adicionalmente, considerou-se ainda que a potência de saída do feixe laser gerado detetada após o espelho de saída corresponde à totalidade de potência do feixe emitido, enquanto que na realidade existe luz emitida na direção oposta.

Contudo, os resultados provenientes desta estimativa em que foram utilizados fatores estimados por excesso mantiveram-se significativamente abaixo dos resultados experimentais. No entanto, no que diz respeito à temperatura máxima no interior do meio ativo, o aumento nas estimativas é bastante significativo e poderá ajudar a explicar as discrepâncias entre valores estimados e experimentais.

Uma primeira conclusão a retirar dos dados experimentais da divergência é que, como esperado pelo modelo, a divergência é tanto maior quanto maior a densidade de potência de bombeamento. Esta evidência verificou-se em todas as configurações de bombeamento testadas, pelo que valida a relação causa-efeito entre os efeitos térmicos/efeito de lente térmica no meio ativo e a divergência do feixe gerado na cavidade.

Em termos numéricos, nas configurações otimizadas dos dois meio ativos analisados os valores da divergência associada à indução do efeito de lente térmica variam entre ~2 mrad e ~14 mrad para variações da densidade de potência estimada entre 11 W/mm² e 24 W/mm². Estes resultados são mais elevados no meio ativo de 1 mm para a mesma densidade de potência de bombeamento.

Nas restantes configurações de bombeamento testadas, os resultados da divergência mantêm-se na mesma ordem de grandeza, como esperado pelo modelo analítico, dado que, como já referido, a variação da divergência depende sobretudo da densidade de potência de bombeamento e não isoladamente da dimensão do feixe de bombeamento. Portanto, uma vez que as diferenças de dimensão do feixe de bombeamento e da sua potência entre diferentes configurações foram reduzidas, devido às limitações

da montagem experimental, não é surpresa que as variações dos resultados experimentais tenham sido mínimas entre diferentes configurações de bombeamento. Ainda assim, deste modo é possível validar com maior certeza a correlação entre a divergência do feixe e a densidade de potência do bombeamento.

Comparativamente às estimativas do pior cenário possível, nas diferentes configurações do bombeamento testadas para o meio ativo de 1 mm os resultados experimentais da divergência são, em média, superiores por um fator de ~ 5 à correspondente estimativa com uma única passagem pela lente térmica. Este fator verificou-se de modo sistemático nas quatro configurações analisadas.

Como acima referido, quando substituído o fator de 37% de potência dissipada sob a forma de calor pela eficiência medida do laser verificou-se um aumento da estimativa da temperatura máxima no interior do meio ativo de valores entre $\sim 100^\circ\text{C}$ e $\sim 230^\circ\text{C}$ para valores entre $\sim 230^\circ\text{C}$ e $\sim 500^\circ\text{C}$, o que indica que neste caso o meio ativo atinge temperaturas próximas da temperatura de transição líquida do vidro de fosfato. Então, não é de descartar a hipótese de ocorrência de fenómenos não lineares derivado às alterações das propriedades do material, os quais poderão ter efeito na divergência do feixe laser gerado na cavidade ressonante. Dado que o modelo simplista utilizado na estimativa da divergência do laser não entra em conta com estes eventuais efeitos não lineares, os resultados deixam de ser válidos.

A juntar a este facto, o comportamento não linear dos dados experimentais em todas as configurações testadas e a danificação de lasers de bombeamento ao longo deste estudo (e de outros estudos experimentais semelhantes) são outras evidências que suportam estas conclusões. No caso da danificação dos lasers de bombeamento, devido a estas elevadas temperaturas atingidas na área de bombeamento do meio ativo suspeita-se que o revestimento antirreflexo para o comprimento de onda do bombeamento depositado na face de entrada do meio ativo se tenha degradado ao ponto de não cumprir com a sua funcionalidade. Consequentemente, a reflexão do feixe de bombeamento nessa superfície aumenta consideravelmente e, devido ao alinhamento paralelo otimizado entre essa superfície e o sistema de focagem do laser de bombeamento, o feixe refletido é focado na fibra óptica e transmitido até ao laser de bombeamento, danificando-o internamente.

Por fim, uma outra hipotética explicação apresentada para o fator sistemático de ~ 5 entre os resultados experimentais e estimados baseia-se no facto de o feixe gerado atravessar por diversas vezes o meio ativo durante as sucessivas reflexões no interior da cavidade ressonante. Consequentemente, dado ser considerado que o meio ativo atua como uma lente térmica caracterizada por uma distância focal negativa (derivado à característica variação negativa do índice de refração do vidro de fosfato com a temperatura), a divergência do feixe aumenta gradualmente em cada passagem pelo meio ativo. Numa aproximação paraxial, e de acordo com a equação de Gauss para lentes finas, a potência total de lentes sucessivas é igual à soma individual da potência de cada uma das lentes.

Portanto, considerando igualmente uma aproximação de pequenos ângulos em que é válido assumir que a divergência da soma é igual à soma das divergências, quando o feixe é emitido pelo espelho de saída da cavidade, a sua divergência é dada por $n\theta$. Nesta aproximação, θ é a divergência associada ao modelo de lente térmica que caracteriza o meio ativo em função do gradiente térmico e n o número de passagens do feixe pelo meio ativo antes de ser emitido através do espelho de saída.

Isso significaria que o feixe gerado pelo laser de microchip com meio ativo de 1 mm e espelho de saída com 98% de refletividade atravessa, em média, 5 vezes o meio ativo antes de ser emitido pela face de saída da cavidade ressonante. Este valor aparenta ser demasiado pequeno levando apenas em conta a refletividade do espelho de saída. No entanto, outros fenómenos como o de absorção e emissão estimulada estão também em jogo.

Durante todo o desenvolvimento deste laser de microchip pela equipa de investigação do CENTRA-SIM os impactos dos efeitos térmicos terão que ser tidos em conta na avaliação das características de funcionamento e nas propriedades ópticas do feixe gerado de 1550 nm. Esta análise em particular deverá ser repetida para o funcionamento do laser em modo de bombeamento pulsado, onde se prevê que o impacto dos efeitos térmicos seja menos significativo na divergência do feixe.

REFERÊNCIAS

- [1] M. B. Walter Koechner, Solid-State Lasers: A Graduate Text, New York: Springer, 2003.
- [2] B. E. A. Saleh e M. C. Teich, Fundamentals of Photonics, New Jersey: John Wiley & Sons, 2007.
- [3] C. B. Hitz, J. Ewing e J. Hecht, Introduction to Laser Technology, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2012.
- [4] G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini e U. Keller, “Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers,” *Journal of Optics Society*, vol. 16, pp. 376-388, 1999.
- [5] V. Ashoori, M. Shayganmanesh e S. Radmard, “Heat Generation and Removal in solid State Lasers,” em *An Overview of Heat Transfer Phenomena*, Intech, 2012.
- [6] Y.-s. Huang, H.-L. Tsai e F.-L. Chang, “Thermo-optic effects affecting the high pump power end pumped solid state lasers: Modeling and analysis,” vol. 273, 2007.
- [7] W. Koechner e M. Bass, Solid-State Lasers: A Graduate Text, New York: Springer, 2003.
- [8] F. Song, S. Liu, Z. Wu, H. Cai, X. Zhang, L. Teng e J. Tian, “Determination of the thermal loading in laser-diode-pumped erbium-ytterbium-codoped phosphate glass microchip laser,” *Journal of Optics Society*, vol. 24, pp. 2327-2332, 2007.
- [9] J. J. Zayhowski, “Passively Q-Switched Microchip Lasers,” em *Solid-State Lasers and Applications*, New York, CRC Press, 2007.
- [10] Z. Cai, A. Chardon, H. Xu, P. Féron e G. M. Stéphan, “Laser characteristics at 1535 nm and thermal effects of an Er:Yb phosphate glass microchip pumped by Ti:sapphire laser,” *Optics Communications*, pp. 301-313, 2002.
- [11] R. Wu, T. Chen, J. Myers, M. J. Myers, C. R. Hardy e J. K. Driver, “Eye-Safe Erbium Glass Laser Transmitter Study Q-Switched with Cobalt Spinel,” 2004.
- [12] Y. Suzuki e A. Tachiban, “Measurement of the Gaussian laser beam divergence,” *Applied Optics*, vol. 16, pp. 1481-1482, June 1977.
- [13] B. A. See, “Technical note: Measuring laser divergence,” *Optics & Laser Technology*, vol. 29, pp. 109-110, 1997.
- [14] G. W. Day e C. F. Stubenrauch, “Laser Far-Field Beam-Profile Measurements by the Focal Plane Technique,” U. S. Department of Commerce/National Bureau of Standards, 1978.
- [15] D. Wright, P. Greve, J. Fleischer e L. Austin, “Laser beam width, divergence and beam propagation factor - an international standardization approach,” vol. 24, 1992.
- [16] D. D. Pollock, Thermocouples: Theory and Properties, Florida: CRC Press, 1991.
- [17] Ophir Optronics Solutions Ltd, “Laser Power Energy Meters - Tutorials,” Ophir Optronics Solutions Ltd, [Online]. Available: <http://www.ophiropt.com/laser-measurement-instruments/laser-power-energy-meters/tutorial/thermal-sensors>. [Acedido em 5 outubro 2016].
- [18] J. MŁYŃCZAK, K. KOPCZYŃSKI, Z. MIERCZYK, M. MALINOWSKA e P. OSIWIĄŃSKI, “Pulse generation at 1.5-μm wavelength in new EAT14 glasses doped with Er³⁺ and Yb³⁺ ions,” *OPTO-ELECTRONICS REVIEW*, vol. 20, n° 1, pp. 14-17, 2012.

- [19] F. Song, S. Liu, Z. Wu, H. Cai, X. Zhang, L. Teng e J. Tian, "Determination of the thermal loading in laser-diode-pumped erbium-ytterbium-codoped phosphate glass microchip laser," *Journal of Optics Society*, vol. 24, pp. 2327-2332, 2007.
- [20] G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini e U. Keller, "Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers," *Journal of Optics Society*, vol. 16, pp. 376-388, 1999.
- [21] J. B. Gruber, A. S. Nijjar, V. S. Nijjar, S. R. Chinn, M. S. Bowers e B. Zandi, "Modeling a diode pumped Er:Yb glass laser with Co²⁺:spinel as a passive Q-switch," *Proc. of SPIE*, vol. 5792, pp. 17-25, 2005.
- [22] S. Taccheo, P. Laporta e S. Longhi, "Experimental analysis and theoretical modeling of a diode-pumped Er:Yb:glass microchip laser," *Optics Letters*, vol. 20, pp. 889-891, 1995.
- [23] A. Maurya, "Construction and working of a Semiconductor Laser," IndiaStudyChannel.com, 24 outubro 2011. [Online]. Available: <http://www.indiastudychannel.com/resources/146132-Construction-working-Semiconductor-Laser.aspx>. [Acedido em 4 outubro 2016].
- [24] Kokyo Inc., "Laser Diode Tutorial," 6 outubro 2014. [Online]. Available: <http://ldselection.com/tutorial/>. [Acedido em 4 outubro 2016].
- [25] S. Weckmann, "Dynamic Electrothermal Model of a Sputtered Thermopile Thermal Radiation Detector for Earth Radiation Budget Applications," Blacksburg, Virginia, 1997.
- [26] OpenSPIM, "SPIM Optics 101/Theoretical basics," 11 janeiro 2014. [Online]. Available: http://openspim.org/SPIM_Optics_101/Theoretical_basics. [Acedido em 8 outubro 2016].